

**ZUR MESSUNG VON
COMPTONPROFILIEN AN FESTKÖRPERN
MIT HOHER KERNLADUNGSZAHL
DURCH INELASTISCHE
PROTON-ELEKTRON-STREUUNG**

Reiner Spies

ZUR MESSUNG VON COMPTONPROFILIEN AN FESTKÖRPERN MIT
HOHER KERNLADUNGSZAHL DURCH INELASTISCHE PROTON-
ELEKTRON-STREUUNG

DISSERTATION DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK DER
LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN

VORGELEGT VON
REINER SPIES
AUS WEINBACH

MÜNCHEN, DEN 10. DEZEMBER 1986

- 1.GUTACHTER: PROF.DR.F.BELL
- 2.GUTACHTER: PROF.DR.J.PEISL

TAG DER MÜNDLICHEN PRÜFUNG: 3.APRIL 1987

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Comptonprofile von Festkörpern hoher Kernladungszahlen (Silber, Lutetium, Gold, Kupfer-Nickel-Legierung) durch inelastische Proton-Elektron-Streuung bei 21 bzw. 22 MeV Protonenenergie aus der Messung des Energiespektrums der Rückstosselektronen in Vorwärtsrichtung bei einer Energie, die der doppelten Projektilgeschwindigkeit entspricht, gewonnen. Die bekannten Verfahren zur Messung von Comptonprofilen wie z.B. die γ -Comptonstreuung und die Elektron-Elektron-Streuung sind bei hohen Kernladungszahlen problematisch. Bei der γ -Comptonstreuung etwa werden für $Z > 40$ Konkurrenzprozesse zur Comptonstreuung wie Photoeffekt und Rayleighstreuung dominant. Die Proton-Elektron-Streuung hat gegenüber der γ -Comptonstreuung den Vorteil grosser Wirkungsquerschnitte aufgrund der Rutherfordstreuung und die Extraktion von Comptonprofilen ist viel weniger empfindlich gegen Vielfachstreuung als bei der Elektron-Elektron-Streuung.

Für Silber, Lutetium und Gold wurden aus den experimentellen Daten nach Abzug eines durch atomare Hartree-Fock-Wellenfunktionen beschriebenen Coreanteils Comptonprofile der Valenzelektronen erhalten; zum ersten Mal wurde ein Valenzcomptonprofil von Gold gemessen. Da es derzeit keine theoretischen Valenzcomptonprofile für diese Festkörper gibt, werden die experimentellen Daten mit einem Modell verglichen, in welchem die nichtlokalisierten s-Elektronen im Rahmen der Renormalized-Free-Atom-Theorie beschrieben werden. Die experimentellen Daten sind innerhalb der Messgenauigkeit mit diesem groben Modell konsistent. Die momentane Messgenauigkeit erlaubt es Abweichungen von der atomaren Konfiguration der Valenzelektronen festzustellen; sie reicht aber noch nicht aus, um zwischen verschiedenen Festkörpermodellen zu unterscheiden. Innerhalb der Messgenauigkeit konnte kein Unterschied in den Energiespektren der Rückstosselektronen und damit den Comptonprofilen zwischen einer

Kupfer-Nickel-Legierung und dem aus den unvermischten Metallen bestehendem System festgestellt werden. Weiter wird in dieser Arbeit am Beispiel von Aluminium gezeigt, dass sich das Comptonprofil eines auf einer dünnen Kohlenstoffolie aufgedampften Stoffes durch Abzug des Kohlenstoffbeitrages erhalten lässt.

Für die Messungen wurde ein bisher in der Atom- bzw. Festkörperphysik nicht verwendetes Detektorsystem entwickelt, dass die gleichzeitige Messung eines Bereiches von etwa 8 keV des Energiespektrums der Rückstosselektronen erlaubt. Es besteht aus einem doppeltfokussierenden Magnet-spektrometer, in dessen Fokalebene sich ein ortssensitiver Siliziumstreifendetektor mit 61 Detektorstreifen befindet. Eine spezielle Ausleseelektronik gestattet eine quasi-simultane Aufnahme der Daten aller Detektorstreifen.

Inhaltsverzeichnis

1. EINLEITUNG	1
2. PROTON-ELEKTRON-STREUUNG	4
2.1 Bornsche Näherung	6
2.2 Festkörpercomptonprofile	9
2.3 RFA-Modell	12
3. APPARATUR	21
3.1 Experimenteller Aufbau	21
3.2 Magnetspektrometer	26
3.3 Streifendetektor	29
3.4 Elektronischer Aufbau des Detektorsystems	33
3.5 Mechanischer Aufbau des Detektorsystems	38
3.6 Vorverstärker	40
3.7 Analog-Multiplexer	42
4. DATENAUFNAHME UND AUSWERTUNG	45
4.1 Datenaufnahme	45
4.2 Auswertung der Detektorstreifenspektren	45
4.3 Energieeichung	50
4.4 Zusammensetzung des Gesamtspektrums	53
4.5 Vielfachstreu Korrektur	54
5. ERGEBNISSE	58
5.1 Silber, Lutetium, Gold	58
5.2 Nichtfreitragendes Aluminiumtarget	68
5.3 Kupfer-Nickel-Legierung	70
6. DISKUSSION	73
ANHANG: Doppeltdifferentielle K- und L-Schalen- ionisationswirkungsquerschnitte	76
LITERATURVERZEICHNIS	82



Digitized by the Internet Archive
in 2026

1. Einleitung

Schon A. Compton⁽¹⁾ beobachtete 1923 bei der Entdeckung des Comptoneffektes eine Verbreiterung der inelastisch gestreuten γ -Linie, die nicht auf experimentelle Unzulänglichkeiten zurückzuführen war. Die korrekte Interpretation, diese Verbreiterung auf die intrinsische Impulsverteilung der Elektronen zurückzuführen, lieferte 1929 als erster DuMond.⁽²⁾ Seither hat man die γ -Comptonstreuung benutzt, um mit immer grösser werdender Genauigkeit Comptonprofile, insbesondere von Festkörpern, zu messen. Andere Verfahren zur Messung von Comptonprofilen sind z.B. die Elektron-Elektron-Streuung⁽³⁾⁻⁽⁵⁾ und die Ion-Elektron-Streuung⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾. Bei der γ -Comptonstreuung und der Elektron-Elektron-Streuung werden die auf den Streuvektor, bei der Ion-Elektron-Streuung die auf die Projektilrichtung projizierten Elektronenimpulsdichten als Comptonprofile bezeichnet. Das Ziel dieser Arbeit war es, Comptonprofile der Valenzelektronen in Festkörpern hoher Kernladungszahlen (Silber, Lutetium, Gold, Kupfer-Nickel-Legierung) mit Hilfe der Ion-Elektron-Streuung zu bestimmen.

Die γ -Comptonstreuung und die Elektron-Elektron-Streuung sind für die Messung von Comptonprofilen von Festkörpern hoher Kernladungszahlen ungeeignet. Es existieren zwar γ -Comptonprofilmessungen⁽¹¹⁾ z.B. für Gold, aber die bei Kernladungszahlen $Z > 40$ gegenüber der Comptonstreuung dominant werdenden Konkurrenzprozesse wie Photoeffekt und Rayleighstreuung machen die Interpretation der experimentellen Daten und die Extraktion der für die Festkörperphysik wichtigen Valenzcomptonprofile aus den Daten sehr schwierig. Lediglich für Lutetium gibt es eine Valenzcomptonprofilmessung.⁽¹²⁾ Die Messung von Comptonprofilen mit Hilfe der Elektron-Elektron-Streuung ist wegen der starken Vielfachstreuung der Elektronen in einem Festkörpertarget fast ausschliesslich auf Gastargets beschränkt. Die Ion-Elektron-Streuung hat gegenüber der γ -Comptonstreuung den Vorteil grosser

Wirkungsquerschnitte aufgrund der Rutherfordstreuung - der Rutherfordquerschnitt ist etwa 10^5 mal so gross wie der Thomsonquerschnitt - und ist weniger empfindlich gegenüber Vielfachstreuung als die Elektron-Elektron-Streuung. Um Austauschstreuung zu vermeiden, muss bei der Elektron-Elektron-Streuung unter kleinen Emissionswinkeln θ des inelastisch gestreuten Elektrons gemessen werden. Aber schon geringe Abweichungen von θ aufgrund der Vielfachstreuung ändern den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt wegen seiner $\sin^{-5}\theta$ -Abhängigkeit drastisch. Der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt ist bei der Ion-Elektron-Streuung dagegen nur proportional $\cos^{-3}\theta$.

Bei der Ion-Elektron-Streuung weist der energie- und winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt der Rückstosselektronen ein verbreitertes Maximum auf, das als binäres Stossmaximum bezeichnet wird, und unter einem Emissionswinkel $\theta=0$ Grad bei einer Energie liegt, die der doppelten Projektilgeschwindigkeit entspricht. Aus dem doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt lassen sich Ionencomptonprofile gewinnen. Im Gegensatz zu γ -Comptonprofilen sind Ionencomptonprofile asymmetrisch, weil die Beiträge der einzelnen Orbitale um die doppelte Bindungsenergie gegeneinander verschoben sind. Durch Abzug eines durch Hartree-Fock-Wellenfunktionen beschriebenen Coreanteiles lassen sich Valenzcomptonprofile erhalten.

Zur Reduzierung der Vielfachstreuung der Elektronen im Target werden bei der Ion-Elektron-Streuung dünne Targets, typischerweise einige hundert Angström dick, benutzt. Um auch Comptonprofile von Stoffen messen zu können, von denen es keine dünnen freitragenden Targets gibt, wird in dieser Arbeit am Beispiel von Aluminium die Frage untersucht, ob sich das Comptonprofil eines auf einer dünnen Kohlenstoffolie aufgedampften Stoffes durch Subtraktion des Kohlenstoffanteiles erhalten lässt.

Die Messungen für diese Arbeit wurden am Münchner Tandem-Beschleuniger mit Protonen bei einer Energie von 21 bzw. 22 MeV durchgeführt. Um unabhängig von den im msec-Bereich liegenden Strahlschwankungen zu werden und die relative Genauigkeit der Messpunkte zueinander zu erhöhen, wurde ein Detektorsystem konstruiert, dass die gleichzeitige Messung eines Energiebereiches von 8 keV der Rückstosselektronen gestattet. Es wurden keine Absolutmessungen durchgeführt. Das Detektorsystem besteht aus einem doppeltfokussierenden Magnetspektrometer, in dessen Fokalebene sich ein Siliziumstreifendetektor befindet, der in 61 Detektorstreifen unterteilt ist. Solche Detektoren wurden bisher nur in der Hochenergiephysik eingesetzt.⁽¹³⁾⁻⁽¹⁷⁾ Zur Reduzierung des elektronischen Aufwandes wurde eine spezielle Ausleseelektronik entwickelt, die die quasisimultane Aufnahme der Daten aller Detektorstreifen ermöglicht.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt.

Zunächst wird in Kapitel 2 die Proton-Elektron-Streuung behandelt. Es wird auf die Besonderheit von Festkörpercomptonprofilen eingegangen und das in dieser Arbeit auf die nichtlokalisierten s-Elektronen angewandte RFA-Modell beschrieben.

In Kapitel 3 sind der experimentelle Aufbau und die einzelnen Komponenten des Detektorsystems geschildert.

Die Aufnahme, die Auswertung und die Vielfachstreu korrektur der experimentellen Daten ist in Kapitel 4 dargelegt.

In Kapitel 5 sind die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst. Es wird erklärt, wie aus den vom Detektor registrierten Zählraten doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte, Gesamtcomptonprofile und Valenzcomptonprofile extrahiert wurden.

In Kapitel 6 schliesslich werden die Ergebnisse dieser Arbeit diskutiert.

Es werden in dieser Arbeit atomare Einheiten verwendet, d.h. $e=m=\hbar=1$. In Diagrammen, in denen keine atomaren Einheiten verwendet werden, sind die Einheiten explizit angegeben.

2. Proton-Elektron-Streuung

Zunächst soll die Stosskinematik der inelastischen Proton-Elektron-Streuung untersucht werden. Bei der Streuung eines Protons mit der Geschwindigkeit v an einem freien, ruhenden Elektron legen Impuls- und Energiesatz die Energie E des gestreuten Elektrons fest (in atomaren Einheiten):

$$(1) \quad E_{\max} = 2v^2 \cos^2 \theta$$

θ ist der Winkel zwischen Projektil- und Elektronflugbahn. Die Geschwindigkeitsvektoren der Elektronen im Laborsystem liegen im Geschwindigkeitsdiagramm Abb.1 auf einem Kreis um $u_{\parallel} = v$ mit dem Radius v ($u_{\parallel}$ ist die parallele und $u_{\perp}$ die senkrechte Geschwindigkeitskomponente der Elektronen in Bezug auf die Projektilflugbahn).

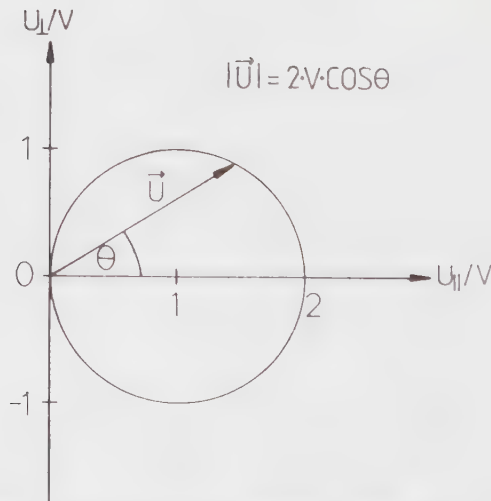


Abb.1: Geschwindigkeitsdiagramm der Elektronen des binären Stossmaximums

In einem Atom oder Festkörper besitzen die Elektronen intrinsische Impulsverteilungen. In diesem Fall hat das Energiespektrum der Rückstosselektronen unter dem Beobachtungswinkel θ bei einer im Vergleich zu (1) um die doppelte Bindungsenergie verschobenen Energie (s. Gleichung (4)) ein Maximum, das man als binäres Stossmaximum bezeichnet, und dessen Verbreiterung die intrinsische Impulsverteilung der Elektronen widerspiegelt. In der sogenannten Impulsnäherung (18)-(20) wird die inelastische Proton-Elektron-Streuung als Streuung des Protons an einem freien Elektron beschrieben, das die Impulsverteilung des gebundenen Zustandes besitzt. Wegen $M \gg 1$, wobei M die Protonenmasse ist, folgt aus Energie- und Impulssatz

$$(2) \quad E + E_b = q\vec{v}$$

$\vec{q} = (\vec{k} - \vec{p})$ ist der Impulsübertrag, $\vec{p}$ ist der Impuls vor dem Stoss, $\vec{k}$ und E sind Energie und Impuls des Elektrons nach dem Stoss; E_b ist die Bindungsenergie des Elektrons. Aus (2) erhält man

$$(3) \quad p_z = k \cos \theta - (E + E_b)/v$$

wobei die z-Achse des Koordinatensystems in die Projektilrichtung zeigt. Energie- und Impulssatz legen nur die Impulskomponente p_z in Projektilrichtung, die das Elektron vor dem Stoss hatte, fest. Gleichung (3) gilt auch im relativistischen Fall. Aus der Messung der Elektronenenergie E unter einem Beobachtungswinkel θ kann mit Hilfe von Gleichung (3) der auf die Projektilrichtung projizierte Elektronenimpuls p_z vor dem Stoss bestimmt werden. Für nichtrelativistische Elektronenenergien ergibt sich aus (3) für das binäre Stossmaximum ($p_z = 0$)

$$(4) \quad E_{\max} = 2v^2 \cos^2 \theta - 2E_b$$

Gleichung (4) gilt für $E_b \ll E$. Für relativistische

Elektronenenergien erhält man aus (3)

$$(5) \quad E_{\max} = (2v^2 \cos^2 \theta - 2E_b) / (1 - (v^2/c^2) \cos^2 \theta)$$

2.1 Bornsche Näherung

Die Übergangsamplitude a_{fi} für ein Elektron in einem Coulombstrepotential mit der Kernladungszahl Z' vom Anfangszustand i in den Endzustand f lässt sich in der semiklassischen Störungstheorie (SCA) ⁽²¹⁾, in der die Elektronenzustände quantenmechanisch behandelt und eine klassische Projektilbahn angenommen werden, schreiben als

$$(6) \quad a_{fi} = i^{-1} \int dt d\vec{r} \vec{\psi}_f^*(\vec{r}) (Z' e^2 / |\vec{R}(t) - \vec{r}|) \psi_i(\vec{r}) e^{i\Delta E t}$$

wobei $\vec{R} = \vec{b} + \vec{v}t$ die Projektilkoordinate, $\vec{b}$ der Stossparameter und $\Delta E = \vec{q}\vec{v}$ der Energieübertrag sind; $\vec{q}$ ist der Impulsübertrag. Nach Fouriertansformation des Coulombwechselwirkungstermes und Ausführen der Zeitintegration erhält man einen allgemeinen Ausdruck für den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt in 1. Bornscher Näherung

$$(7) \quad d^2\sigma/dE d\Omega = 4Z'^2 k v^{-1} \int d\vec{q} q^{-4} |\langle \psi_f | e^{i\vec{q}\vec{r}} | \psi_i \rangle|^2 \delta(\Delta E - \vec{q}\vec{v})$$

Die Matrixelemente $\langle \psi_f | e^{i\vec{q}\vec{r}} | \psi_i \rangle$ von beliebigen nichtrelativistischen wasserstoffähnlichen Anfangszuständen ψ_i können mittels partieller Ableitungen nach der Targetkernladungszahl Z und dem Impulstransfer q auf das 1s-Matrixelement zurückgeführt werden. ⁽²²⁾ Das 1s-Matrixelement lässt sich explizit berechnen; dabei wird benutzt, dass der Endzustand ψ_f in geschlossener Form als Konturintegral dargestellt werden kann (Nordsieck-Formel ⁽²³⁾). Die Komplexität solcher Rechnungen kann dem Anhang entnommen werden. Dort sind die doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dE d\Omega$ in 1. Bornscher Näherung für die K- und L-Schale

explizit angegeben. ⁽²⁵⁾

Gleichung (7) lässt sich durch 2 Näherungen vereinfachen. (6), (24) Für $E \gg Z^2$ kann die Coulombstreuwellen ψ_f durch eine ebene Welle approximiert werden. Man erhält dann

$$(8) \quad d^2\sigma/dE d\Omega = 4Z^2 k v^{-1} \int d\vec{p} (|\psi_i(\vec{p})|^2 / |\vec{k} - \vec{p}|^4) \delta(\Delta E - \vec{q} \cdot \vec{v})$$

$$= 4Z^2 k v^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} dp_{\perp} \int_0^{2\pi} d\phi |\psi_i(\vec{p})|^2 / \mu$$

mit der Abkürzung $\mu = [p_{\perp}^2 + p_z^2 + k^2 - 2k(p_z \cos\theta + p_{\perp} \sin\theta \cos\phi)]^2$
 $p_{\perp}$ ist die Komponente von $\vec{p}$ senkrecht zur Projektilrichtung und ϕ der Azimutwinkel. Die Azimutintegration lässt sich analytisch ausführen. Es ergibt sich

$$(9) \quad d^2\sigma/dE d\Omega = 8\pi Z^2 k v^{-2} \int \frac{dp_{\parallel}}{|k_{\parallel}|} (|\psi_i(\vec{p})|^2 \kappa / [\kappa^2 - 4k^2(p^2 - p_z^2) \sin^2\theta])^{1.5}$$

mit der Abkürzung $\kappa = (p^2 + k^2 - 2kp_z \cos\theta)$

In der weiteren Näherung $|\vec{k}| \gg |\vec{p}|$ faktorisiert Gleichung (8)

$$(10) \quad d^2\sigma/dE d\Omega = 0.5 v^{-1} (d\sigma/d\Omega)_R J(p_z)$$

mit dem Rutherfordquerschnitt

$$(11) \quad (d\sigma/d\Omega)_R = 8Z^2 / vk^3$$

und

$$(12) \quad J(p_z) = \int dp_x dp_y |\psi_i(\vec{p})|^2$$

Gleichung (11) ist mit der Impulsnäherung identisch. $J(p_z)$ ist das Ionencomptonprofil und gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass das Elektron die intrinsische Impulskomponente p_z in Projektilflugrichtung hat. Falls $v \gg Z$ gilt, kann p durch p_z approximiert und Gleichung (9) ebenfalls faktorisiert werden

$$(13) \quad d^2\sigma/dE d\Omega = (4Z^2/v^2 (k^2 + p_z^2 - 2kp_z \cos\theta)^2) J(p_z)$$

Im Fall der Faktorisierung lässt sich das Comptonprofil $J(p_z)$ durch Division von $d^2\sigma/dE d\Omega$ durch den Faktor $(d\sigma/d\Omega)_R/2v$ in Gleichung (10) bzw. den entsprechenden Vorfaktor in Gleichung (13) bestimmen.

Im Anhang zu dieser Arbeit sind die in 1.Bornscher Näherung berechneten doppeltdifferentiellen Ionisationswirkungsquerschnitte als Funktion der Geschwindigkeitskomponenten der Elektronen nach dem Stoss in Bezug auf die Projektilrichtung aufgetragen. In allen Fällen wurde die Abschirmung der Kerne durch andere Elektronen nicht berücksichtigt. Die Verbreiterungen der binären Stossmaxima, die als Ringe zu erkennen sind, spiegeln die Comptonprofile der einzelnen Schalen wider. Das Plateau der 2s-Schale rührt von dem Radialknoten der Wellenfunktion her. Für den 2p, m=0-Zustand bewirkt der höhere Bahndrehimpuls eine Verbreiterung des Maximums und einen steileren Abfall gegenüber dem 2s-Zustand; das Comptonprofil des 2p, m=1-Zustandes besitzt eine invertierte Struktur.

Die bei der Proton-Elektron-Streuung an einem Atom oder Festkörper gemessenen doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dE d\Omega$ und die daraus gewonnenen Ionencomptonprofile J sind die Überlagerung der einzelnen Schalenbeiträge. $d^2\sigma/dE d\Omega$ und J sind asymmetrisch, weil die binären Stossmaxima der einzelnen Schalen nach Gleichung (4) um die 2fache Bindungsenergie verschoben sind. Die unterschiedliche Verschiebung der einzelnen Schalencomptonprofile hat zur Folge, dass mit Hilfe der Proton-Elektron-Streuung gemessene Comptonprofile im folgenden als Funktion der Elektronenenergie angegeben werden. Wie in dieser Arbeit Gesamt- und Valenzcomptonprofile gewonnen werden, wird in Kapitel 5 erläutert.

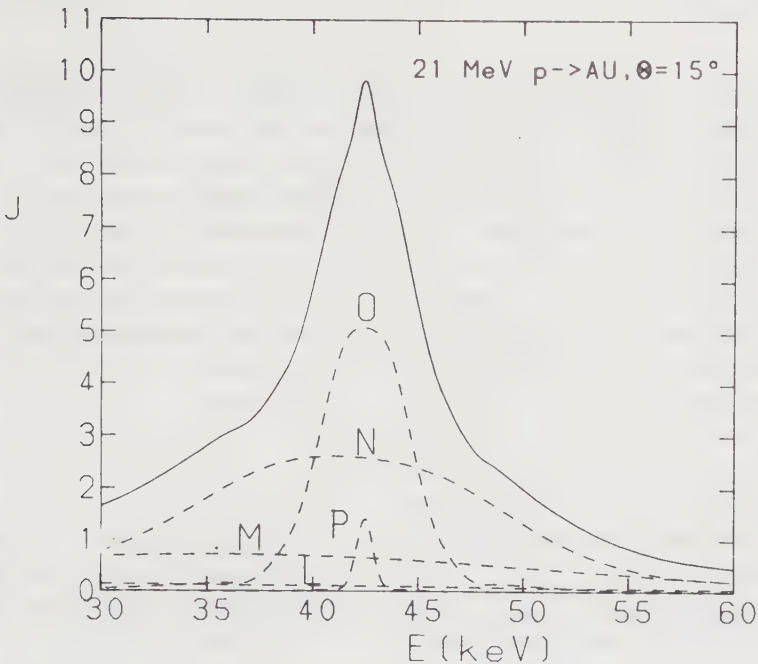


Abb.2: Ionencomptonprofil eines Goldatoms

In Abb.2 sind z.B. das Ionencomptonprofil und die Beiträge der einzelnen Hauptschalen für ein ganz aus Hartree-Fock-Orbitalen aufgebautes Goldatom gezeigt. Die inneren Schalen liefern hohe intrinsische Impulse, der Hauptbeitrag für kleine intrinsische Impulse kommt von den äusseren Schalen. Die Comptonprofile der äusseren Schalen sind schmaler als die der inneren Schalen.

2.2 Festkörpercomptonprofile

Comptonprofile von Festkörpern setzen sich aus einem Corebeitrag und einem Valenzelektronenbeitrag zusammen. Beim Einbau eines Atomes in einen Festkörperkristall werden die inneren Schalen praktisch nicht modifiziert. Die Comptonprofile der Elektronen dieser Schalen, die sich von denen eines isolierten Atomes nicht unterscheiden, sind im Core-

beitrag zusammengefasst. Das Comptonprofil der restlichen Elektronen wird als Valenzcomptonprofil bezeichnet und ist der eigentlich interessante Anteil des Gesamtcomptonprofils. Welche Elektronen zum Valenzcomptonprofil beitragen, hängt vom jeweiligen Festkörper ab. Die Valenzelektronen liefern nur für kleine intrinsische Impulse Beiträge zum Comptonprofil. Die einfachste Näherung besteht darin, die Valenzelektronen als freies Elektronengas zu behandeln. Das Comptonprofil eines freien Elektronengases ist eine invertierte Parabel

$$(14) \quad J(p_z) = 0.75 p_f^{-3} (p_f^2 - p_z^2)$$

p_f ist der Fermiimpuls. Je höher die Kernladungszahl eines Festkörpers ist, desto dominanter wird der Corebeitrag zum Gesamtcomptonprofil gegenüber dem Valenzelektronenanteil und eine um so grössere Messgenauigkeit ist erforderlich.

In Abb.3 ist z.B. das experimentell bestimmte Comptonprofil von Kohlenstoff als Funktion der gemessenen Elektronenenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist das auf Bandstrukturechnungen, die mit Hilfe der Pseudopotentialmethode gewonnen wurden, basierende theoretische Festkörpercomptonprofil.⁽²⁶⁾ Zum Vergleich ist als gestrichelte Linie das Comptonprofil eines ganz aus Hartree-Fock-Wellenfunktionen aufgebauten Kohlenstoffatoms eingezeichnet.⁽²⁷⁾

Für Silber, Lutetium und Gold sind keine theoretischen Valenzcomptonprofile bekannt. Um trotzdem die experimentellen Daten vergleichen zu können, wurden im Fall von Silber und Gold alle Elektronen bis auf die äussersten s-Elektronen durch atomare Hartree-Fock-Wellenfunktionen beschrieben.⁽²⁷⁾ Die äussersten Elektronen wurden im Rahmen der RFA-Theorie behandelt (die atomaren Schalenstrukturen von Silber, Lutetium und Gold sind in Tabelle 1 angegeben).^{(28), (29)}

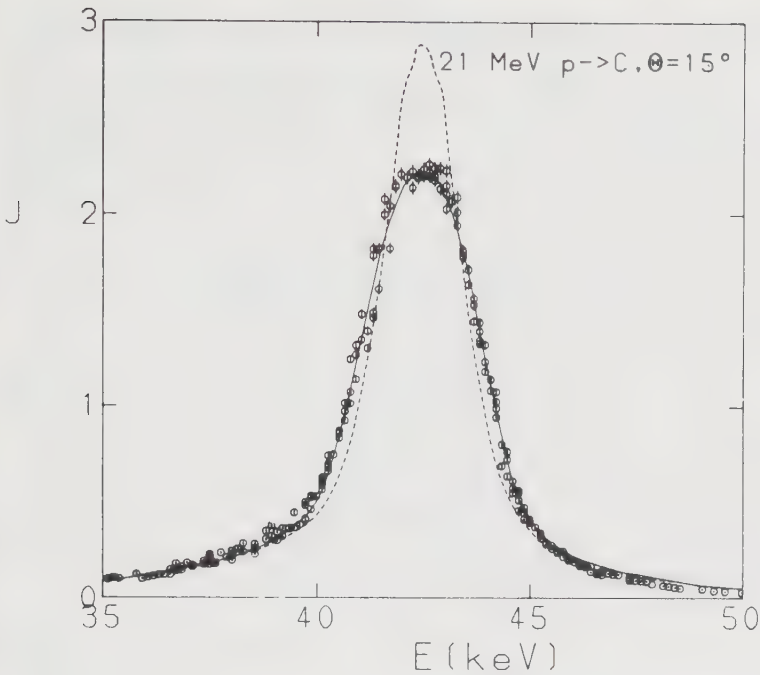


Abb.3: Experimentelles Ionencomptonprofil von Kohlenstoff

	Schalenkonfiguration
Ag	[Kr] 4d ¹⁰ 5s ¹
Lu	[Xe] 4f ¹⁴ 5d ¹ 6s ²
Au	[Xe] 4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ¹

[Kr]=1s² 2s²p⁶ 3s²p⁶d¹⁰ 4s²p⁶

[Xe]=[Kr] 4d¹⁰ 5s²p⁶

Tabelle 1: Atomare Schalenkonfigurationen

Dieses Modell ist aber sicherlich zu grob. Zum einen geht zwar die RFA-Theorie über das Modell eines freien Elektronengases hinaus, jedoch macht die RFA-Theorie starke Vereinfachungen (s. Abschnitt 2.3). Zum anderen tragen zum Valenzcomptonprofil auch sicher nicht nur die aussersten s-Elektronen bei. Für Lutetium gibt es bereits Valenzcomptonprofilmessungen mit Hilfe der γ -Comptonstreuung.⁽¹²⁾ Die Autoren vergleichen ihre experimentellen Ergebnisse mit 2 Modellen. Im ersten Modell wird das 5d-Elektron durch die atomare Hartree-Fock-Wellenfunktion und die beiden 6s-Elektronen durch die RFA-Theorie beschrieben. Im zweiten Modell wird ein aus zwei 5d-Elektronen, die durch ihre atomaren Hartree-Fock-Wellenfunktionen beschrieben werden, und einem 6s-Elektron, das in der RFA-Theorie behandelt wird, aufgebauter Lutetiumfestkörper betrachtet. Die experimentellen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit werden ebenfalls mit diesen beiden Modellen verglichen.

2.3 RFA-Modell

Im RFA-Modell für s-Elektronen⁽²⁸⁾⁻⁽³⁰⁾ wird der Festkörper mit den einzelnen Atomen als Zentren in Wigner-Seitz-Polyeder zerlegt, die später durch Kugeln mit dem Wigner-Seitz-Radius R_0 approximiert werden. Die Blochfunktion

$$(15) \quad \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r})$$

mit $u_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{T})$, wobei $\vec{T}$ der Gittertranslationsvektor ist, wird nach Wigner und Seitz⁽³¹⁾ angenähert durch

$$(16) \quad \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \psi_{\vec{k}=0}(\vec{r})$$

Die Impulsverteilung eines Elektrons in dem Zustand $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ in einem Wigner-Seitz-Polyeder erhält man durch Fouriertransformation der Ortswellenfunktion $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$

$$(17) \quad \psi_{\vec{k}}(\vec{p}) = (2\pi)^{-3/2} \int_{\Omega_0} d\vec{r} e^{-i\vec{p}\vec{r}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$$

Ω_0 ist das Volumen eines Polyeders und $\vec{p}-\vec{k}=\vec{k}_n$, wobei $\vec{k}_n$ ein reziproker Gittervektor ist. Vor der Substitution der Polyeder durch Kugeln muss (17) aus Normierungsgründen umgeformt werden. (32) Als Ergebnis erhält man

$$(18) \quad \psi_0(\vec{k}_n) = \psi_{\vec{k}}(\vec{p}) = (2\pi)^{-3/2} \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}_n\vec{r}} (\psi_0(\vec{r}) - \psi_0(R_0)) + (2\pi)^{-3/2} \Omega_0 \delta(\vec{k}_n, 0) \psi_0(R_0)$$

Ω_0 ist jetzt das Volumen einer Wigner-Seitz-Kugel. Die Berechnung des Integrales ergibt

$$(19) \quad \begin{aligned} \psi_0(0) &= 2^{1/2} \pi^{-1/2} \int_0^{R_0} dr r^2 \psi_0(r) \\ \psi_0(k_n \neq 0) &= 2^{1/2} \pi^{-1/2} k_n^{-1} \int_0^{R_0} dr r \sin(k_n r) [\psi_0(r) - \psi_0(R_0)] \end{aligned}$$

Als Wellenfunktionen $\psi_0(\vec{r})$ werden atomare Hartree-Fock-Wellenfunktionen verwendet, die beim Wigner-Seitz-Radius R_0 abgeschnitten werden. Die Wellenfunktion innerhalb der Wigner-Seitz-Kugel wird nachträglich wieder normiert. Daher die Bezeichnung "Renormalized-Free-Atom"-Modell. Als Beispiel ist in Abb. 4 der Radialanteil der 6s-Wellenfunktion (durchgezogene Linie) von Gold und die renormalisierte Wellenfunktion (gestrichelt) gezeigt. (33) Die Wigner-Seitz-Randbedingung $R'(R_0)=0$ ist nur approximativ erfüllt; der Fehler ist vernachlässigbar (s. Ref. (28)). In Abb. 5 ist die 6s-Kristallwellenfunktion $\psi_{\vec{k}=0}(\vec{r})$ für Gold innerhalb dreier Wigner-Seitz-Bereiche gezeigt. Die Impulsdichte $\rho(\vec{p})$ pro Atom erhält man durch Summation über alle Zustände $\vec{k}$. Der Faktor 2 berücksichtigt den Elektronenspin.

$$(20) \quad \rho(\vec{p}) = 2 \sum_{\vec{k}} \delta(\vec{p}-\vec{k}, \vec{k}_n) |\psi_0(k_n)|^2$$

In Abb. 6 sind im reziproken Gitterraum eines kubisch flächenzentrierten Kristallsystemes, wie es z.B. für Gold und Silber vorliegt, in der $(1\bar{1}0)$ -Ebene um jeden reziproken Gitterpunkt $\vec{k}_n$ Fermikugeln mit dem Radius p_f gelegt;

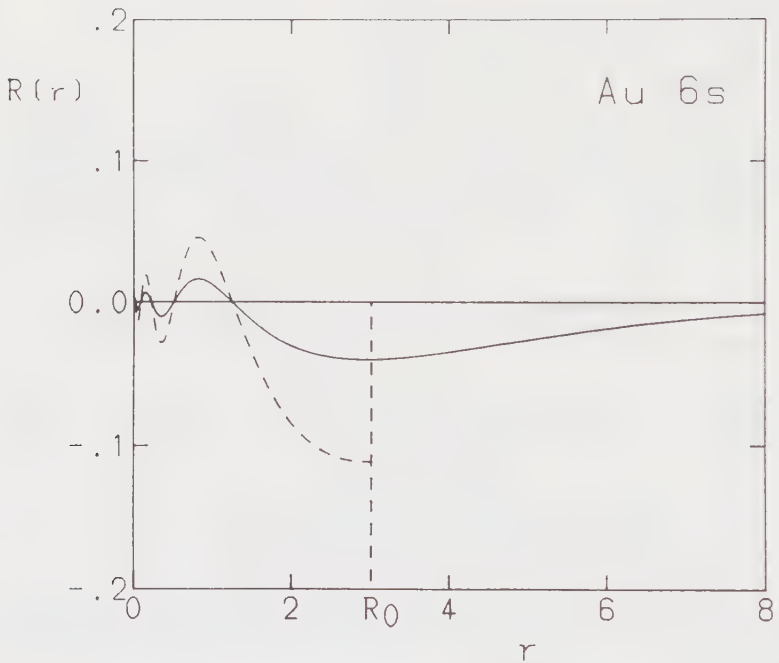


Abb.4: Radialanteil der atomaren (—) und der renormalisierten Wellenfunktion (----)

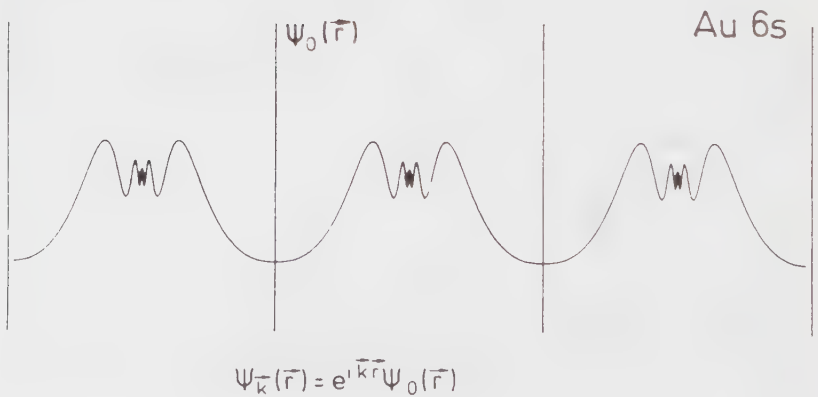


Abb.5: 6s-Kristallwellenfunktion $\psi_{\vec{k}=0}(\vec{r})$ von Gold

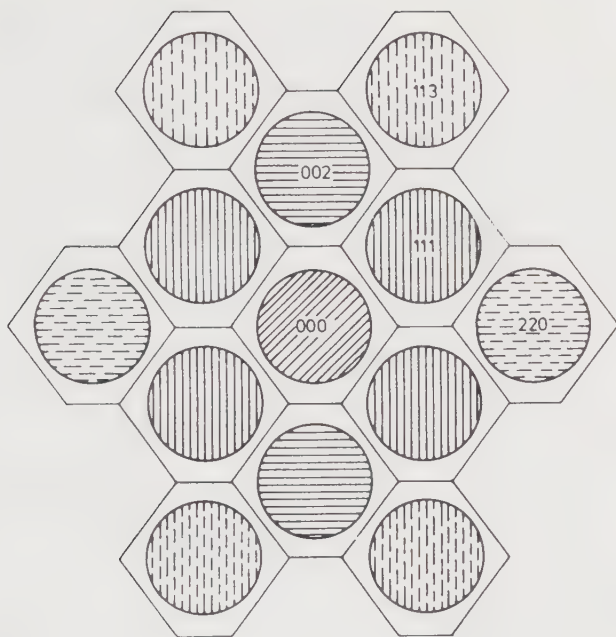


Abb.6: Fermikugeln in einem kubisch
raumzentrierten Gitter

$|\vec{p} - \vec{k}_n| \leq p_f$, wobei p_f der Fermiimpuls ist. Nach Gln. (20) ist $\rho(\vec{p})$ nur innerhalb der Fermikugeln $\neq 0$. Alle Impulse $\vec{p}$, die innerhalb der Fermikugeln um den Gitterpunkt $\vec{k}_n$ liegen, werden mit dem Faktor $|\psi_0(\vec{k}_n)|^2$ gewichtet. In Abb. 7d ist z.B. $\rho(\vec{p})$ entlang der 111-Schnittlinie durch das Gitter abgetragen.

Für isotrope Zustände lässt sich das Comptonprofil (12) schreiben als

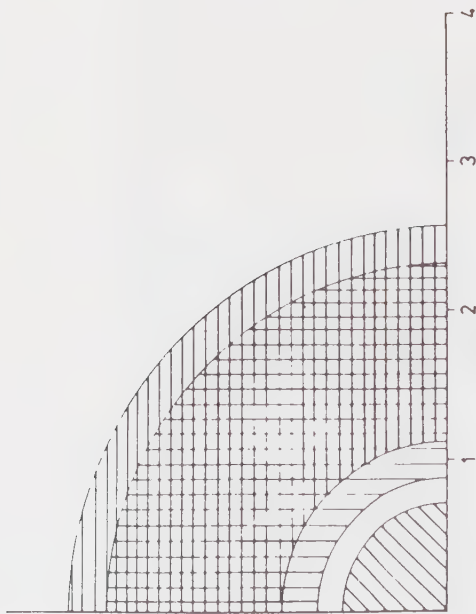


Abb.7a:Überlappungsbereiche der Fermikugeln

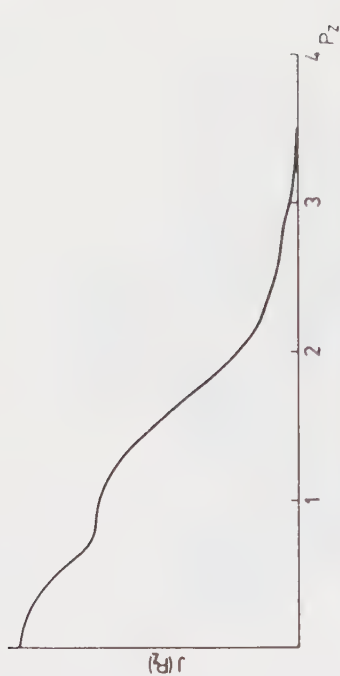


Abb.7b:Qualitativer Verlauf des Comptonprofils

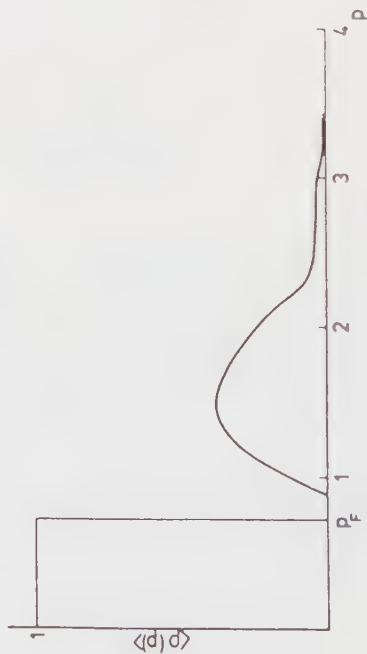


Abb.7c:Über alle Richtungen gemittelte Impulsdichte

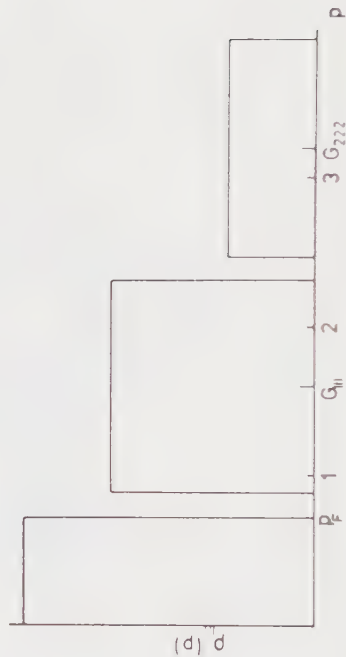


Abb.7d:Impulsdichte entlang der 111-Schnitlinie

$$(21) \quad J(p_z) = 2\pi \int_{|\vec{p}_z|}^{\infty} d\vec{p} \rho(\vec{p}) p$$

Bei den in den Messungen verwendeten Targets handelt es sich um Polykristalle (s. Abb. 11 und Abb. 12). In einem Polykristall sind die reziproken Gitter der Einzelkristalle in alle Richtungen orientiert. Zur Berechnung des Comptonprofils nach Gleichung (21) muss daher über die Impulsdichte sphärisch gemittelt werden

$$(22) \quad J(p_z) = 2\pi \int_{|\vec{p}_z|}^{\infty} d\vec{p} \langle \rho(\vec{p}) \rangle p$$

Als Ergebnis erhält man

$$(23) \quad \langle \rho(\vec{p}) \rangle = 2 \sum_{n=0}^{\infty} F_n(p) |\psi_0(K_n)|^2$$

mit
$$F_0(p) = \begin{cases} 1 & p \leq p_f \\ 0 & p > p_f \end{cases}$$

$$F_{n \neq 0}(p) = \begin{cases} N_n [p_f^2 - (K_n - p)^2] / 4K_n p & p \in (K_n - p_f, K_n + p_f) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

(23) lässt sich wie folgt verstehen. Die räumliche Mittelung über die Beiträge zu $\langle \rho(\vec{p}) \rangle$ von Fermikugeln mit dem gleichen Index ist in einem festen Bezugsgitter äquivalent dem Integral $\hat{F}_{n \neq 0} = \iint d\Omega / 4\pi p^2$ über das Kugeloberflächensegment in Abb. 8, dass von der Fermikugel um $\vec{K}_n$ aus der Kugel mit dem Radius $|\vec{p}|$ herausgeschnitten wird. Das Oberflächenintegral lässt sich unter Benutzung von $\cos \alpha = (K_n^2 + p^2 - p_f^2) / 2K_n p$ (s. Abb. 8) berechnen. Die Beiträge von anders indizierten Fermikugeln, die auf der Schale mit dem Radius $|\vec{K}_n|$ liegen, ist durch Multiplikation mit der Zahl der Fermikugeln N_n auf dieser Schale berücksichtigt: $F_{n \neq 0} = \hat{F}_{n \neq 0} N_n$. Da p in anders orientierten reziproken Gittern auch in Fermikugeln anderer Schalen liegen kann (s. Abb. 7a), wird in (23) über alle n summiert.

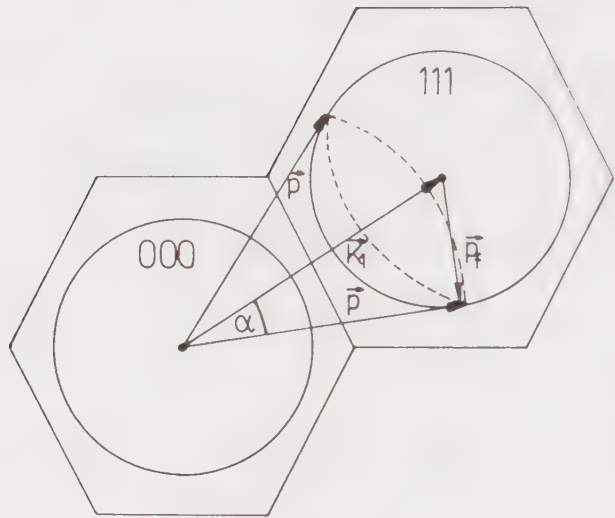


Abb.8: Sphärische Mittelung über gleich indizierte Fermikugeln

Der Verlauf von $\langle \rho(\vec{p}) \rangle$ ist in Abb.7c skizziert. Damit lässt sich das Integral (22) berechnen

$$(24) \quad J(p_z) = 4\pi \sum_{n=0}^{\infty} |\psi_0(K_n)|^2 G_n(p_z)$$

mit $G_0(p_z) = 0.5(p_f^2 - p_z^2)$

$$G_{n \neq 0}(p_z) = \begin{cases} 0 & p_z > K_n + p_f \\ \tilde{G}(p_z) & p_z \in (K_n - p_f, K_n + p_f) \\ \tilde{G}(K_n - p_f) & p_z < K_n - p_f \end{cases}$$

wobei $\tilde{G}(x) = N_n \{ (p_f^2 - K_n^2) (K_n + p_f - x) - (1/3) [(K_n + p_f)^3 - x^3] + K_n [(K_n + p_f)^2 - x^2] \} / 4K_n$

Der Term $G_0(p_z)$ ist bis auf einen Normierungsfaktor das Comptonprofil eines freien Elektronengases (vgl. Gleichung (14)). Die höheren Terme $G_{n \neq 0}(p_z)$ bewirken eine Ver-

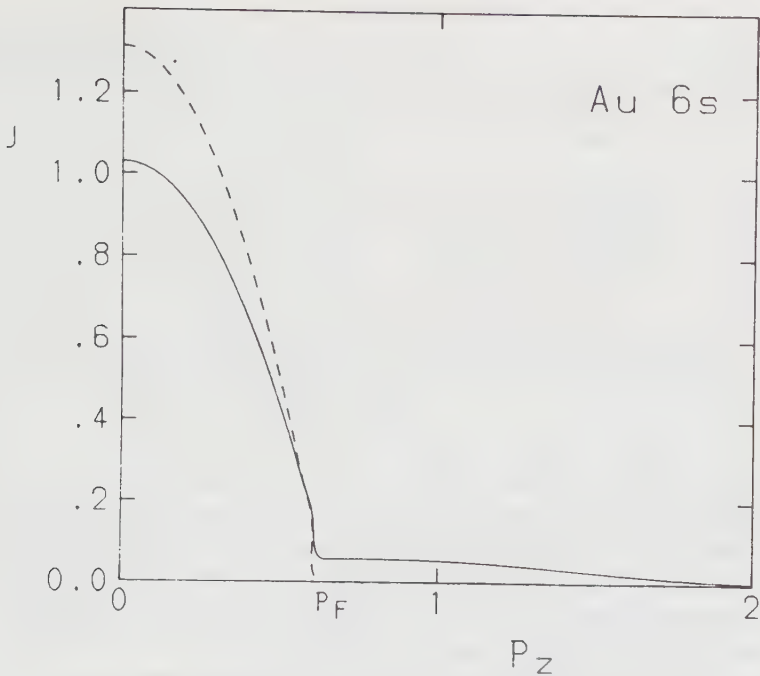


Abb.9: Comptonprofil des 6s-Elektrons von Gold
nach dem RFA-Modell(—) und dem freien
Elektronengas-Modell(---)

breiterung des Comptonprofils gegenüber dem eines freien Elektronengases und spiegeln die Wechselwirkung der freien Elektronen mit dem Gitter wider. In Abb.7b ist der qualitative Verlauf von $J(p_z)$ skizziert. In Abb.9 ist für das 6s-Elektron von Gold das nach dem RFA-Modell berechnete Comptonprofil gezeigt; zum Vergleich ist das freie Elektronengas-Comptonprofil gestrichelt eingezeichnet. Zur Berechnung der Comptonprofile des 6s-Elektrons von Gold und des 5s-Elektrons von Silber nach dem RFA-Modell genügte es, die Summe in (24) bis $n=4$ zu berechnen. Der Beitrag der restlichen Terme liegt unter 1%. In Tabelle 2 ist für Gold von $n=1 \dots 6$ die Zahl der Gitterpunkte, die vom Ursprung 000 den gleichen Abstand $|\vec{k}_n|$ haben, angegeben.

Schale	K_n	Millersche Indizes	Anzahl der Gitterpunkte
1	1.414 au	111	8
2	1.632 au	200	6
3	2.309 au	220	12
4	2.707 au	311	24
5	2.827 au	222	8
6	3.265 au	400	6

Tabelle 2: Zahl der Gitterpunkte eines festen Abstandes vom Ursprung 000 für Gold

Lutetium hat ein hexagonales Gitter mit den Gitterkonstanten $a=6.6236$ au und $c=10.4864$ au. Die Einheitszelle enthält 2 identische Atome und der Wigner-Seitz-Radius R_0 ist 3.623 au. Auch hier lässt sich das Comptonprofil $J(p_z)$ durch Gleichung (24) ausdrücken, allerdings mit anderen Koeffizienten $G_n(p_z)$. Nach Ref. (12) gilt

$$G_0(p_z) = (p_f^2 - p_z^2) / 2$$

$$G_{n \neq 0}(p_z) = \begin{cases} 4p_f^3 M_n / 3 & p_z < K_n - p_f \\ M_n [p_z^3 / 3 - K_n p_z^2 - (K_n^2 - p_f^2) p_z + 2p_f^3 / 3 + K_n p_f^2 - K_n^3 / 3] & p_z \in (K_n - p_f, K_n + p_f) \\ 0 & p_z > K_n + p_f \end{cases}$$

mit $M_n = N_n \langle 1 + \cos(\vec{K}_n \cdot \vec{T}) \rangle / 8K_n \cdot N_n$ ist die Zahl der reziproken Gitterpunkte in der n -ten Schale, $\langle \dots \rangle$ die Mittelung über die n -te Schale und $\vec{T}$ ist der Gittervektor mit den Komponenten $\vec{T} = (a/2, a/2\sqrt{3}, c/2)$.

3. Apparatur

3.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist in Abb.10 gezeigt. Ein durch Blenden begrenzter Protonenstrahl wurde auf die in Tabelle 3 angegebenen Festkörpertargets gerichtet und in einem Faraday-Cup gestoppt, über den gleichzeitig die Strahlintensität gemessen wurde. Der Durchmesser des Protonenstrahls auf dem Target betrug etwa 1-2 mm, der Strahlstrom ca. 20 nA. Zur Unterdrückung von niederenergetischen Elektronen im Bereich des binären Stossmaximums, die durch Blendenstreuung der Protonen entstehen, wurde ein magnetischer Spiegel zwischen den Blenden und dem Target angebracht. Um die Vielfachstreuung der Elektronen im Target so gering wie möglich zu halten, wurden möglichst dünne freitragende Targets verwendet. Die Targetflächen betragen etwa 12 mm². Die Targets wurden durch Aufdampfen und anschliessendes Ablösen von einer Seifenlösung (Lensodel) hergestellt und liegen in polykristalliner Form vor. In den Abb.11 und 12 sind z.B. in 100000facher Vergrößerung ein Kupfer- und ein Goldtarget zu sehen. Es handelt sich um Elektronenmikroskopaufnahmen bei einer Spannung von 100 kV.

Die von den Protonen aus dem Target ionisierten Elektronen des binären Stossmaximums wurden unter den in Tabelle 3 angegebenen Winkeln mit einem doppeltfokussierenden Magneten spektroskopiert. Der mit dem Magnetspektrometer erfasste Raumwinkel beträgt 0.0024 sr. Dieser Wert ist errechnet und durch eine Kreisblende von 4 mm Durchmesser auf der dem Target zugewandten Seite des Magneten festgelegt. Unter 0 Grad ist die Vielfachstreu Korrektur der Elektronen am geringsten. Bis auf das Experiment mit dem auf eine Kohlenstoffolie aufgedampftem Aluminiumtarget wurden jedoch die Messungen bei kleinen Winkeln $\neq 0$ Grad durchgeführt, weil unter 0 Grad ein niederenergetischer Elektronenuntergrund aufgrund von Projektilstreuung an der Magnetvorblende vor-

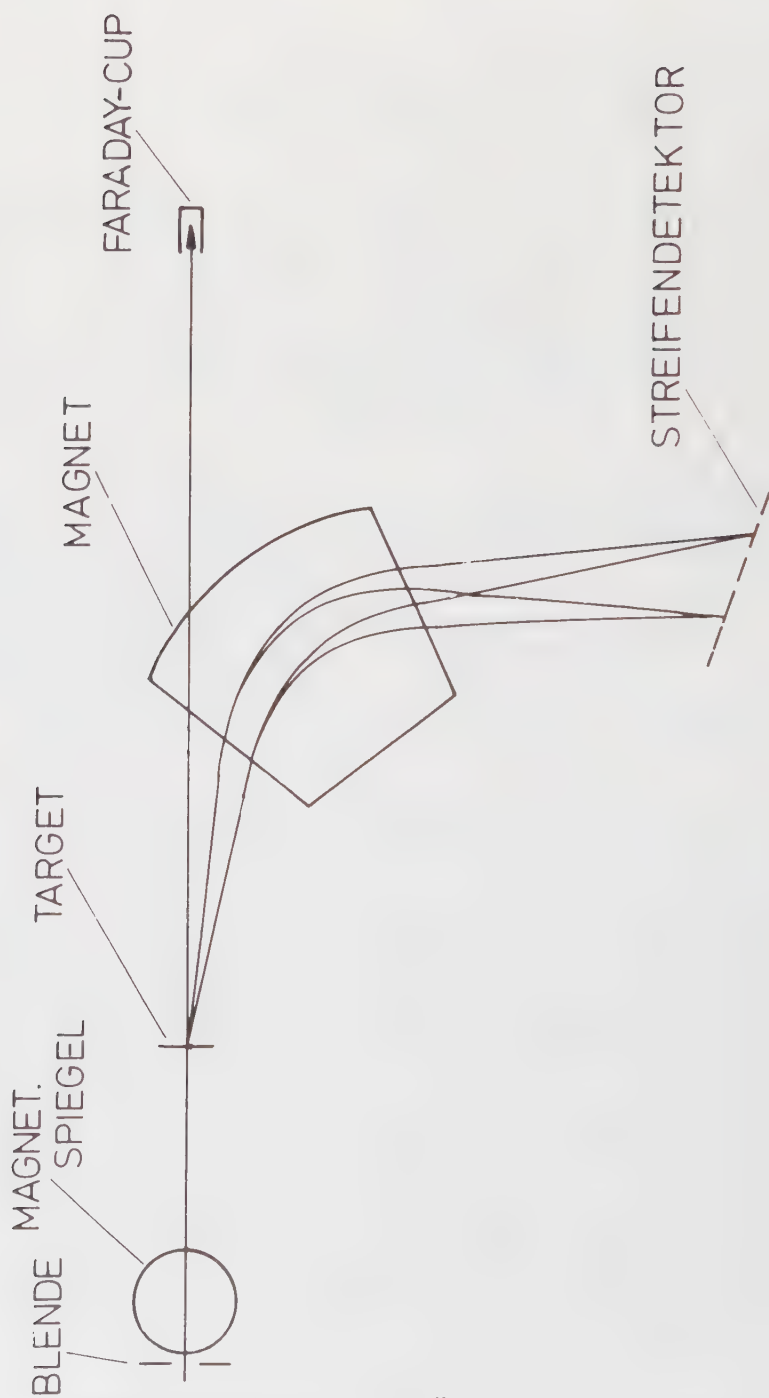


Abb.10: Experimenteller Aufbau

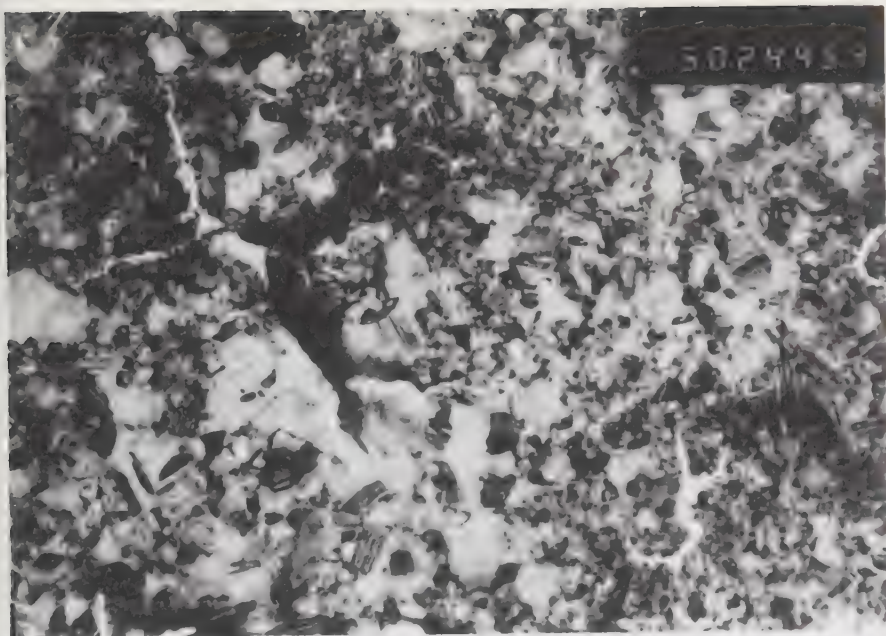


Abb. 11: Kupfertarget

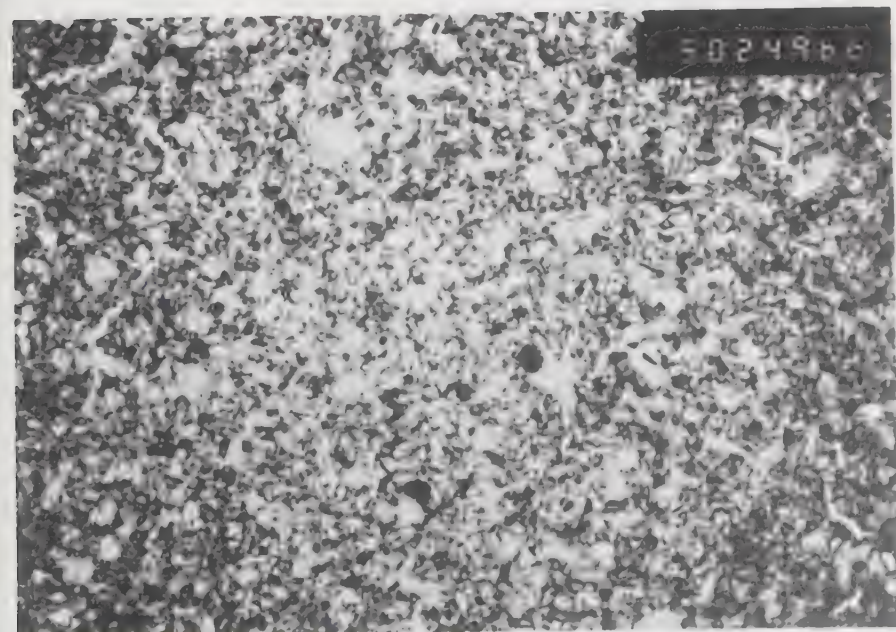


Abb. 12: Goldtarget

— 100 nm

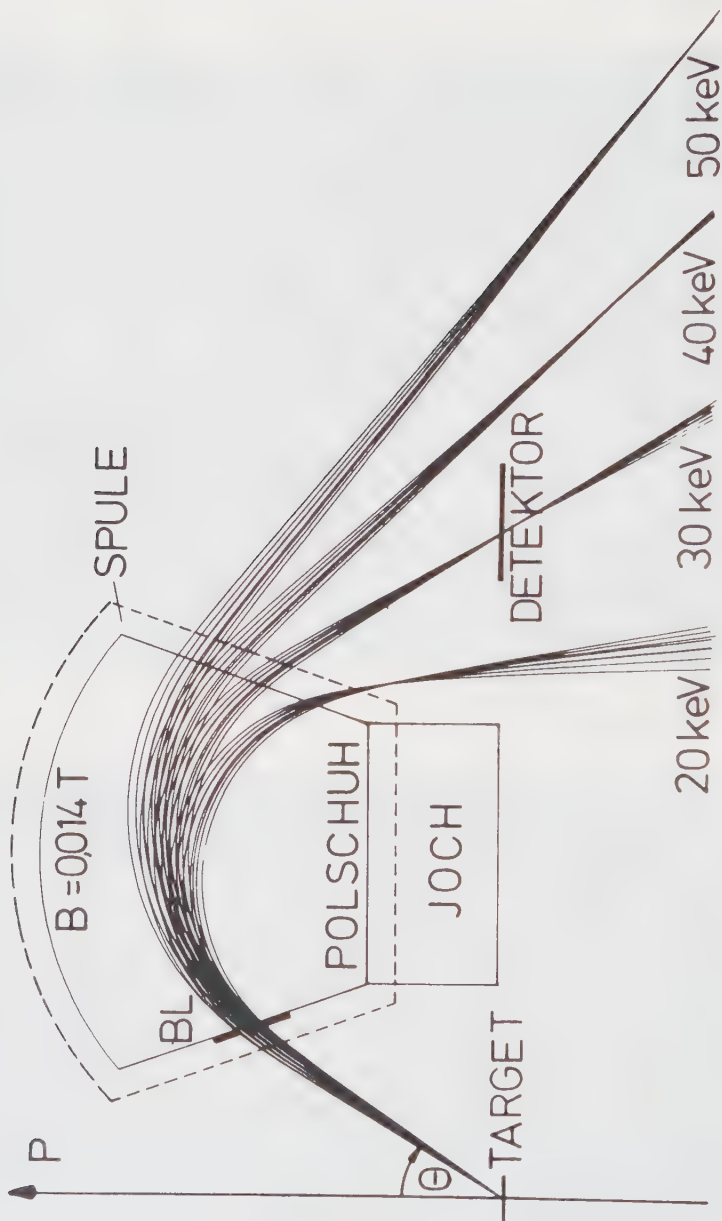


Abb.13: Horizontale Elektronenbahnen (Massstab 1:1)

handen war. In Abb.13 sind im Massstab 1:1 die für das angegebene Magnetfeld vom Computer errechneten horizontalen Elektronenbahnen im Magnetspektrometer für den Fall eines punktförmigen Protonenstrahlfleckes auf dem Target gezeigt.

Als Detektor für die Ionisationselektronen wurde ein sich in der Fokalebene des Magnetspektrometers befindender Siliziumstreifendetektor verwendet. Die von diesem Detektorsystem gelieferte Information ist dreidimensional. Es werden der Auftreffort auf dem Detektor, die Impulshöhe eines durch den Detektor gegangenen Teilchens und die Häufigkeit eines Ereignisses registriert. Die Energie des Elektrons lässt sich zum einen durch den Auftreffpunkt und zum anderen unabhängig davon durch die von ihm im Detektor erzeugte Ionisationsladung bestimmen. Die Anforderung an das Detektorsystem, nicht nur ortssensitiv, wie das z.B. bei einem Channelplate der Fall ist, sondern auch energiesensitiv zu sein, wurde gestellt, um den vorhandenen Strahlungsuntergrund (s. Kapitel 4) subtrahieren zu können. Wie aus den von den einzelnen Detektorstreifen gelieferten Zählraten doppeldifferentielle Wirkungsquerschnitte und Comptonprofile gewonnen werden, ist in Kapitel 5 erläutert. Abb.13 ist zu entnehmen, dass nicht alle Detektorstreifen exakt in der vom Computer errechneten Fokalebene stehen. Die gewählte Detektorposition ist ein Kompromiss zwischen der Forderung den mit dem Einfallswinkel zwischen Elektronenflugbahn und Detektor zunehmenden Anteil der wieder aus dem Detektor herausgestreuten Elektronen so klein wie möglich zu halten und der Forderung, den Detektor genau in der Fokalebene zu platzieren. Experimentell zeigte sich kein Unterschied in den Zählratenspektren der einzelnen Detektorstreifen des in der gewählten Position und des in der errechneten Fokalebene exakt stehenden Detektors. Der Breite des Detektors entspricht ein Energiebereich von 8 keV. Magnetspektrometer und Detektor sind um das Target in einem Winkelbereich von 0 bis 30 Grad drehbar.

Die Experimente wurden am Münchner Tandembeschleuniger bei

der dort zur Zeit höchsten verfügbaren Energie für Protonen von ungefähr 21 MeV durchgeführt. Für diese Energie liegt das binäre Stossmaximum unter einem Elektronenemissionswinkel von $\theta=0$ Grad bei 46.3 keV.

Projektil	Target	Targetdicke in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (nm)	Winkel (Grad)
~21 MeV p	C	16 (46)	15
	Ag	49 (47)	10
	Lu	44 (45)	10
	Au	43 (22)	15
	C+Al	11+22 (112)	0
	Ni+Cu	80+45 (140)	10

Tabelle 3: Übersicht über die durchgeführten Messungen

3.2 Magnetspektrometer

Bei dem Magnetspektrometer handelt es sich um einen symmetrischen 115-Grad-Sektormagneten. (7), (34) Auf dem Magneteisenjoch befinden sich 2 Spulen von je 80 Windungen; der Polschuhabstand beträgt 1 cm. Ein Strom von 1 A durch die Spulen erzeugt ein Magnetfeld von 0.02 T. Auf der Targetseite des Magneten befindet sich eine Kreisblende von 4 mm Durchmesser. Im Magneten sind 2 weitere Rechteckblenden zur Unterdrückung von gestreuten Elektronen angebracht. Mit dem Magneten können Elektronen von 20 bis 300 keV spektroskopiert werden.

Der Einfluss der endlichen Ausdehnung des Protonenstrahles auf dem Target und der endlichen Breite der Detektorstreifen lässt sich wie folgt abschätzen. Es soll ein Detektorstreifen DS betrachtet werden, der im Brennpunkt des vom Target T ausgehenden, von einem punktförmigen Protonenstrahl er-

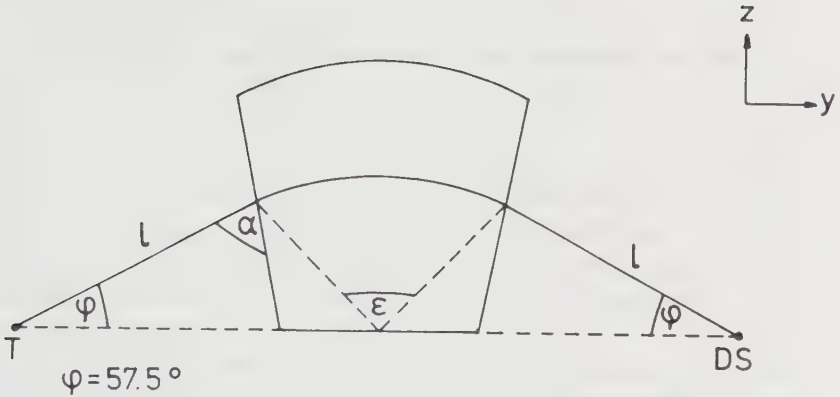


Abb.14:Magnetgeometrie

zeugten, symmetrischen Strahles steht (s. Abb. 14). Die Abweichung von dem punktförmigen Protonenstrahlfleck auf dem Target sei y_T ; die Abweichung des Auftreffpunktes des von dem Punkt y_T ausgehenden Strahles auf dem Detektorstreifen von dem des symmetrischen Strahles sei y_D . y_D lässt sich bei vorgegebenem y_T errechnen⁽³⁴⁾

$$(25) \quad y_D = -y_T + 2R\Delta E/E$$

wobei die Elektronenenergie in einem Intervall ΔE um E liegt. Der Protonenstrahl auf dem Target hat etwa einen Durchmesser von $2y_T^0 = 3 \text{ mm}$, die Detektorstreifenbreite beträgt $2y_D^0 = 0.4 \text{ mm}$. y_D und y_T müssen die Randbedingungen $-y_T^0 \leq y_T \leq y_T^0$ und $-y_D^0 \leq y_D \leq y_D^0$ erfüllen. Gleichung (25) lässt sich dann schreiben

$$(26) \quad 2R\Delta E/E - y_D^0 \leq y_T \leq y_D^0 + 2R\Delta E/E$$

Die Zahl der Elektronen, die vom Targetfleck ausgehen und auf den Detektorstreifen fokussiert werden, ist

$$(27) \quad n \sim d^2\sigma/dEd\Omega \int_A^B dy_T \sqrt{y_T^0{}^2 - y_T^2}$$

mit $A = \max(-y_T^0, 2R\Delta E/E - y_D^0)$ und $B = \min(y_T^0, y_D^0 + 2R\Delta E/E)$.

Der Integrand ist die Fläche eines Streifens, der senkrecht zur Zeichenebene in Abb. 14 ist, an der Stelle y_T des kreisförmigen Targetflecks. Die Kreismitte hat die Koordinate $(z_T, y_T) = (0, 0)$. Die Integrationsgrenzen ergeben sich aus den obigen Randbedingungen an die Targetkoordinate. In (27) wurde eine Abhängigkeit des Raumwinkels von y_T vernachlässigt. R beträgt für den symmetrischen Strahlengang 50 mm. Die Energieauflösung $\Delta E/E$ ist im wesentlichen durch die Ausdehnung des Protonenstrahlflecks auf dem Target - weitere Beiträge sind z.B. die endliche Breite der Detektorstreifen, die Ausschmierung der Fokuspunkte auf dem Detektor und die Winkelakzeptanz - bestimmt. $\Delta E/E$ lässt sich nach Gleichung (25) abschätzen: $\Delta E/E \sim 2\%$. Daraus ergibt sich $A = -y_T^0$ und $B = y_T^0$. Als Ergebnis erhält man dann

$$(28) \quad n \sim \pi y_T^0{}^2 \cdot d^2\sigma/dEd\Omega$$

Für den symmetrischen Strahlengang ergibt die endliche Ausdehnung von Target- und Detektorstreifen einen multiplikativen Faktor, der gleich der Targetfläche ist. Die Berechnung für den nichtsymmetrischen Strahlengang ist wesentlich komplizierter; bei der Auswertung der experimentellen Daten wurde der Faktor für alle Detektorstreifen als gleich angenommen. Die gemessenen Zählraten n müssen gemäss der Definition von $d^2\sigma/dEd\Omega$ und der Beziehung $d^2\sigma/dEd\Omega \sim E^{-1} d\sigma/d\Omega$ (wegen $\Delta E/E = \text{konstant}$) mit dem Faktor E^{-1} multipliziert werden, im folgenden als Transmissionskorrektur bezeichnet.

Aus der Energieauflösung lässt sich nach Gleichung (3) für $\theta=0$ Grad die intrinsische Impulsauflösung $\Delta p_z \sim 0.56$ au errechnen. Bei der γ -Comptonstreuung beträgt Δp_z etwa 0.3 au und bei der Elektron-Elektron-Streuung werden Auflösungen bis 0.01 au erreicht. (4), (5) Angesichts einer Breite der Festkörpercomptonprofile von ungefähr 2 au ist der obige Wert aber noch akzeptierbar.

3.3 Streifendetektor

Ein schematischer Querschnitt des Streifendetektors ist in Abb.15 gezeigt. Das Basismaterial des Halbleiterdetektors ist ein hochohmiger ($\sim 2 \text{ k}\Omega\text{cm}$), n-dotierter, $280 \mu\text{m}$ dicker Siliziumkristall. (35) Seine Unterseite besteht aus einer mit Arsen dotierten Schicht, die Oberseite aus mit Bor dotierten $400 \mu\text{m}$ breiten Streifen. Zur Kontaktierung sind die Streifen und die Unterseite mit $1 \mu\text{m}$ Aluminium beschichtet. (13), (14) Die wichtigsten Eigenschaften des im Experiment verwendeten Streifendetektors sind in der Tabelle 4 zusammengefasst.

Material	$\sim 2 \text{ k}\Omega\text{cm}$ n-dotiertes Silizium
Chipgrösse	$280 \mu\text{m} \times 24.4 \text{ mm} \times 36 \text{ mm}$
Zahl der Streifen	61
sensitive Streifenfläche	$400 \mu\text{m} \times 36 \text{ mm}$
Streifenabstand	$20 \mu\text{m}$
Betriebsspannung	50 V
Detektorstrom	120 nA

Tabelle 4: Eigenschaften des Streifendetektors

Im experimentellen Betrieb liegen die einzelnen Streifen auf

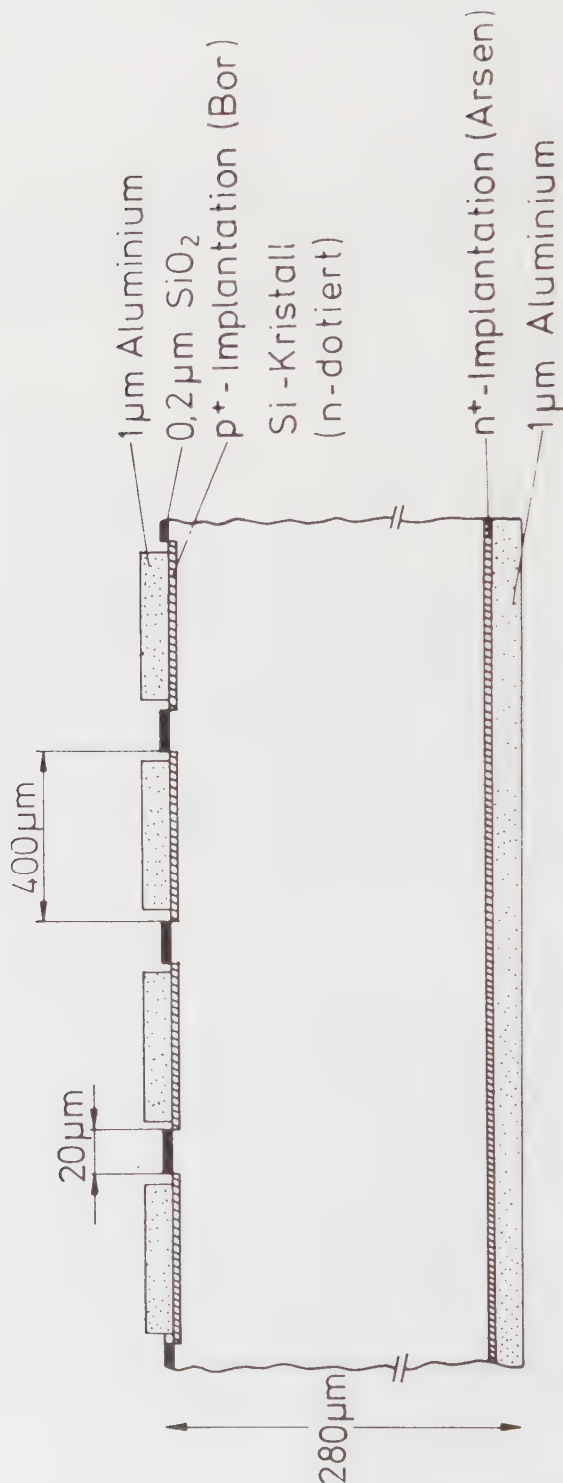


Abb.15:Querschnitt durch den Streifendetektor

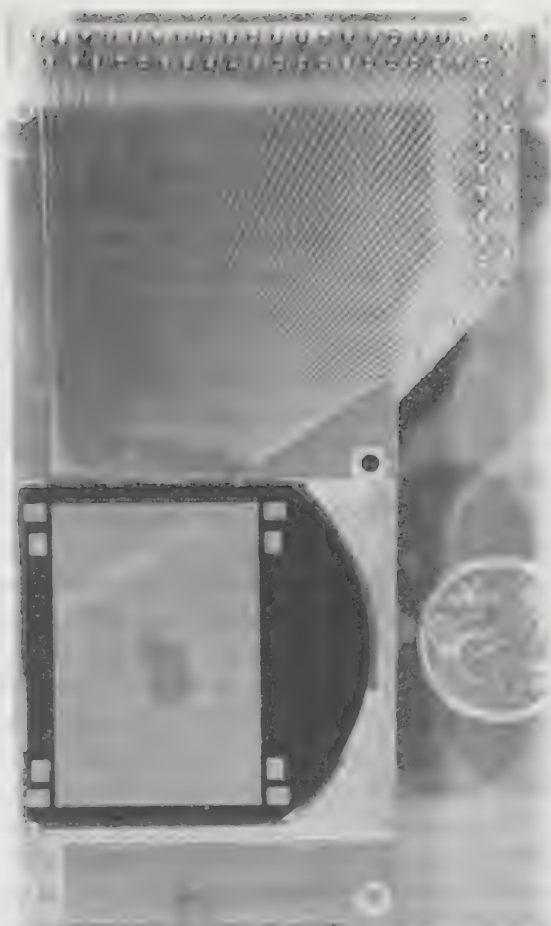


Abb.16: Streifendetektor

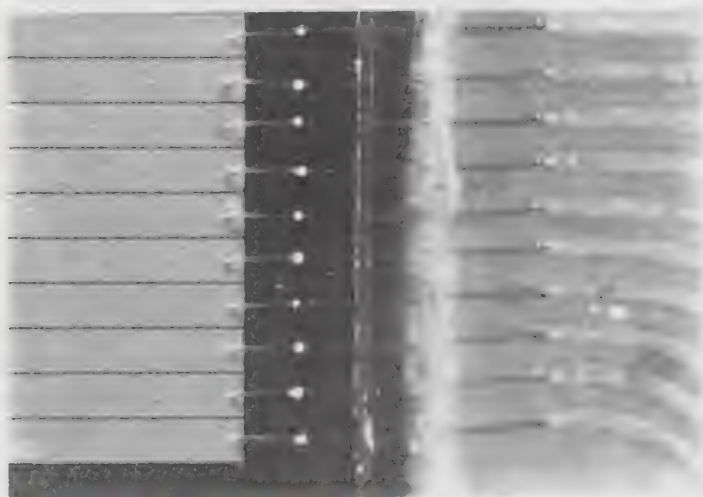


Abb.17: Vergrößerter Ausschnitt des Streifendetektors

dem gleichen negativen Potential von -50 V und die Detektorunterseite auf Massepotential. Bei dieser Spannung erstreckt sich die Sperrschicht von den Streifen ausgehend ungefähr über die Hälfte des Kristalls, bei etwa 120 V über den ganzen Kristall.⁽³⁶⁾ Durch die Aufteilung der Detektoroberseite in 61 getrennte $400\text{ }\mu\text{m}$ breite Streifen, d.h. 61 nebeneinanderliegende Halbleiterdioden, erhält man einen orts-empfindlichen Detektor von $400\text{ }\mu\text{m}$ Ortsauflösung. Die heutzutage in der Hochenergiephysik verwendeten Streifendetektoren haben mit $20\text{ }\mu\text{m}$ Streifenbreite und über 100 Streifen noch eine wesentlich bessere Ortsauflösung.^{(14), (17)} Die Position eines durch den Detektor gegangenen Teilchens kann aus den Streifen ermittelt werden, über welche die Ladung der im Kristall erzeugten Elektron-Lochpaare der Ionisationsspur geflossen ist; seine Energie kann aus der gesamten erzeugten Ladung bestimmt werden. In Wirklichkeit sind die einzelnen Streifen natürlich nicht unabhängig voneinander operierende Detektoren, sondern es bestehen z.B. kapazitive Kopplungen zwischen ihnen. Ausserdem müssen Randeffekte aufgrund der Totschicht zwischen den einzelnen Streifen beachtet werden. Diese Grössen stellten sich als vernachlässigbar heraus. Bei den dazu durchgeführten Experimenten wurde ein einzelner Streifen mit monoenergetischen Elektronen beschossen; die anderen Streifen waren durch eine Metallfolie abgedeckt. Die Elektronen des binären Stossmaximums haben mit einer Energie von ca. 50 keV eine Eindringtiefe in den Detektor von etwa $20\text{ }\mu\text{m}$.⁽³⁷⁾ Dabei werden ungefähr 14000 Elektron-Lochpaare erzeugt.

Abb.16 zeigt den auf einer 1.5 mm dicken Epoxydplatte eingeklebten Detektor. Jeder Detektorstreifen ist über eine Leiterbahn separat herausgeführt. Detektorstreifen und Leiterbahnen sind durch mit Ultraschall gebondete $25\text{ }\mu\text{m}$ dicke Aluminiumdrähte miteinander verbunden. Diese Verbindung ist in der vergrösserten Abb.17 genauer zu sehen. Bei den Rechtecken neben der Detektorfläche handelt es sich um Teststrukturen (s. Abb.16). Im Experiment steht der Detektor

in der Fokalebene des Magneten, wobei die Streifen senkrecht zur Zeichenebene in Abb.13 stehen. Insgesamt hat sich das Arbeiten mit Streifendetektoren als relativ einfach und problemlos erwiesen. Selbst nach ca.500 stündiger Betriebszeit im Vakuum konnten keine wesentlichen Änderungen der Detektoreigenschaften festgestellt werden. Ein Nachteil der oben beschriebenen Art von Streifendetektoren besteht allerdings darin, dass sie nicht speziell für den Vakuumbetrieb konstruiert sind. Der Betrieb im Vakuum führte bei einem der im Experiment verwendeten Streifendetektoren zur Zerstörung. Wahrscheinlich liegt das daran, dass unter Vakuumbedingungen keine Wassermoleküle mehr vorhanden sind, die durch Anlagerung an die abrupten pn-Übergänge des Detektors Spannungsdurchschläge verhindern⁽³⁸⁾

3.4 Elektronischer Aufbau des Detektorsystems

Um die Ladungssignale der einzelnen Detektorstreifen in eine weiterverarbeitbare Darstellung zu bringen, müssen die Streifensignale zunächst vorverstärkt, geformt und anschliessend nachverstärkt werden. Jeden Streifen mit einem Vorverstärker, einem Shapingglied und einem Hauptverstärker zu beschalten, wäre die eleganteste Möglichkeit, weil sie eine simultane Aufnahme der Signale aller Streifen gestatten würde. Um aber eine Reduzierung des elektronischen Aufwandes und eine kostengünstige Lösung zu erreichen, wurde die Möglichkeit einer quasisimultanen Datenaufnahme realisiert.

Diese ist in Abb.18 gezeigt. Die Beschaltung der Streifen ist auf einen Vorverstärker pro Streifen und einen Hauptverstärker vom Typ Ortec 450 für alle Streifen, der gleichzeitig die Impulse formt, reduziert. Zwischen den Hauptverstärker und die einzelnen Vorverstärker ist ein Analog-Multiplexer geschaltet. Dieser Analog-Multiplexer schaltet sukzessive jeden Vorverstärker zum Hauptverstärker für eine

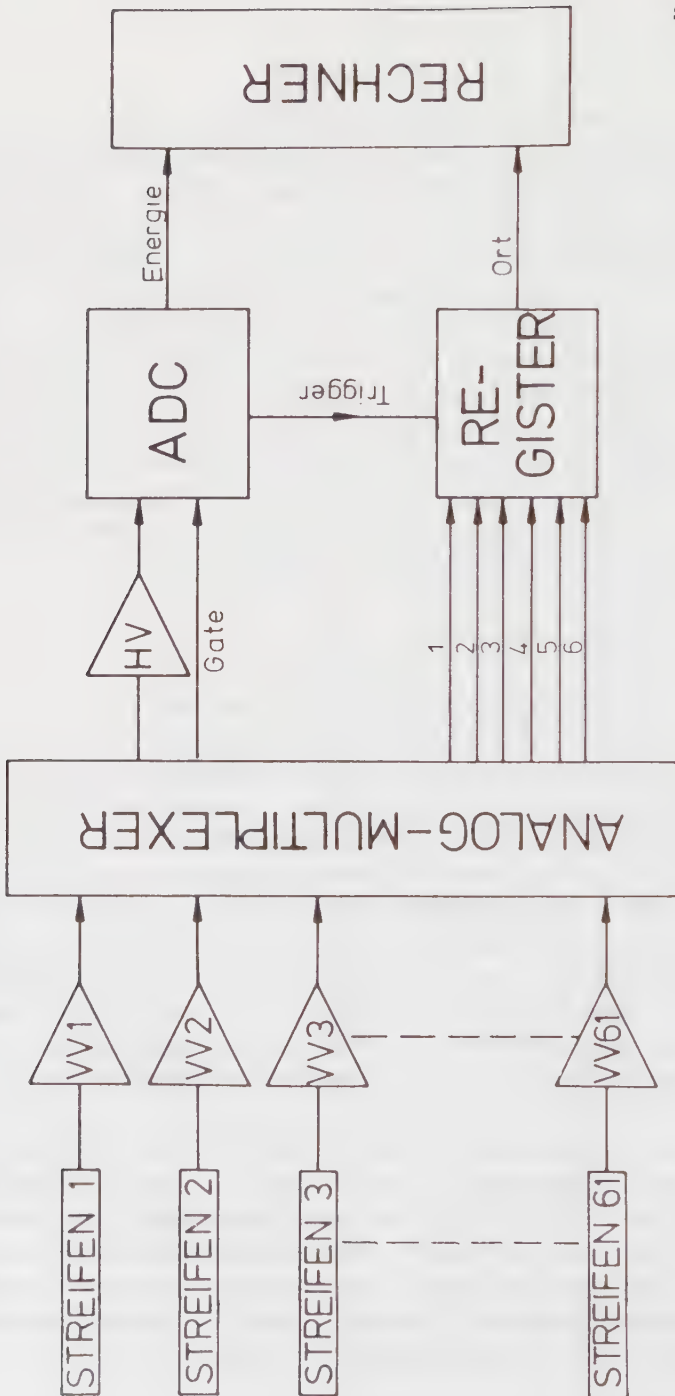


Abb.18: Prinzipschaltbild der quasisimultanen Datenauslese

bestimmte Zeit durch. Damit werden nur die Signale des Streifens registriert, der gerade zum Hauptverstärker durchgeschaltet ist. Diese Signale, deren Impulshöhen proportional zur Energie des durch den Detektor gegangenen Elektrons sind, werden nach der Nachverstärkung und der Impulsformung mit einer Pulsformungszeit von $1 \mu\text{sec}$, von einem ADC in digitalisierter Form an einen Rechner weitergegeben. Welcher Vorverstärker bei der Registrierung eines Ereignisses durchgeschaltet war, wird vom Analog-Multiplexer in binär kodierter Weise in einem Register abgespeichert, dessen Inhalt vom Rechner ausgelesen wird. Für die binäre Darstellung der 61 Streifen werden 6 Bit benötigt. Der Rechner speichert die Daten der Ereignisse in Form eines dreidimensionalen Spektrums ab. Diesem Spektrum kann entnommen werden, wie oft ein Streifen von einem Elektron getroffen wurde und welche Energie es hatte.

Die Durchschaltzeit eines Vorverstärkers zum Hauptverstärker ist wählbar zwischen $100 \mu\text{sec}$ und $600 \mu\text{sec}$; im Experiment wurde mit einer Durchschaltzeit von $400 \mu\text{sec}$ gearbeitet. Während der Zeit, in der der Analog-Multiplexer von einem Vorverstärker zum nächsten umschaltet, ist die Elektronik über ein vom Analog-Multiplexer abgegebenes Gate-Signal für die Signalaufnahme wegen den bei der Umschaltung auftretenden Schaltimpulsen gesperrt. Die Durchschaltzeit σ ist 3 mal länger als Umschaltzeit ρ .

In Abb. 19 ist das Schaltbild für einen einzelnen Detektorstreifen dargestellt. Die Streifenseite des Detektors liegt über den hochohmigen Lastwiderstand R_L auf der negativen Spannung $U = -50 \text{ V}$ und ist mit dem Vorverstärker VV über den Eingangskoppelkondensator C_E verbunden. Der Vorverstärker ist über den Kondensator C_A mit dem Analog-Multiplexer AM und dem nachfolgenden Hauptverstärker HV kapazitiv gekoppelt. Der Rückkoppelungswiderstand R_f und der Rückkoppelungskondensator C_f des Vorverstärkers sind getrennt vom Vorverstärker eingezeichnet. Die Zeitkonstante $\tau = R_f C_f \sim 50 \mu\text{sec}$

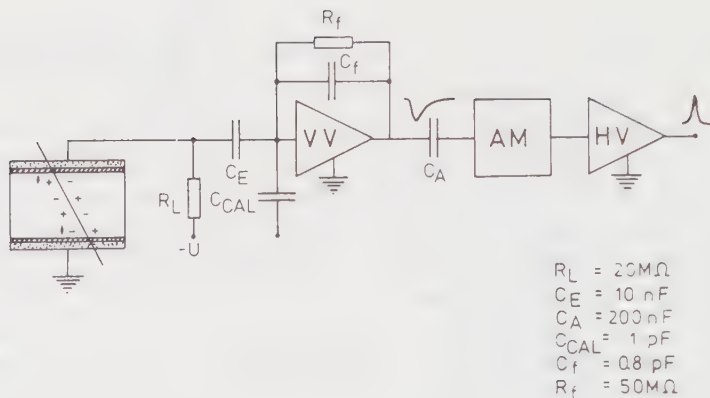


Abb.19:Schaltbild für einen einzelnen Detektorstreifen

bestimmt die Abfallzeit des Spannungsimpulses am Vorverstärkerausgang. Über den Kondensator C_{CAL} kann für Eichzwecke Ladung auf den Vorverstärkereingang injiziert werden. In dem Schaltbild sind ferner die Polarität und Form der Spannungsimpulse an verschiedenen Stellen der Schaltung skizziert.

Verstärkung und Rauschen der einzelnen Detektorstreifen einschliesslich der gesamten nachfolgenden Elektronik sind in Abb.20 gezeigt. Die Verstärkung ist als Impulshöhe in mV eines Spannungsimpulses angegeben, der sich ergibt, falls im Detektor 1000 Elektron/Lochpaare erzeugt wurden. Die Fluktuation der Verstärkung und des Rauschens der einzelnen Streifen ist auf die unterschiedlichen elektronischen

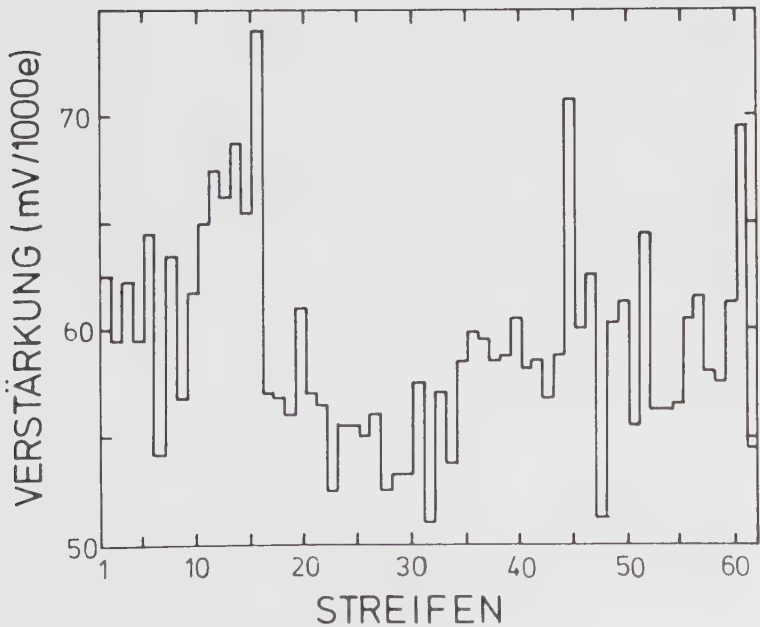
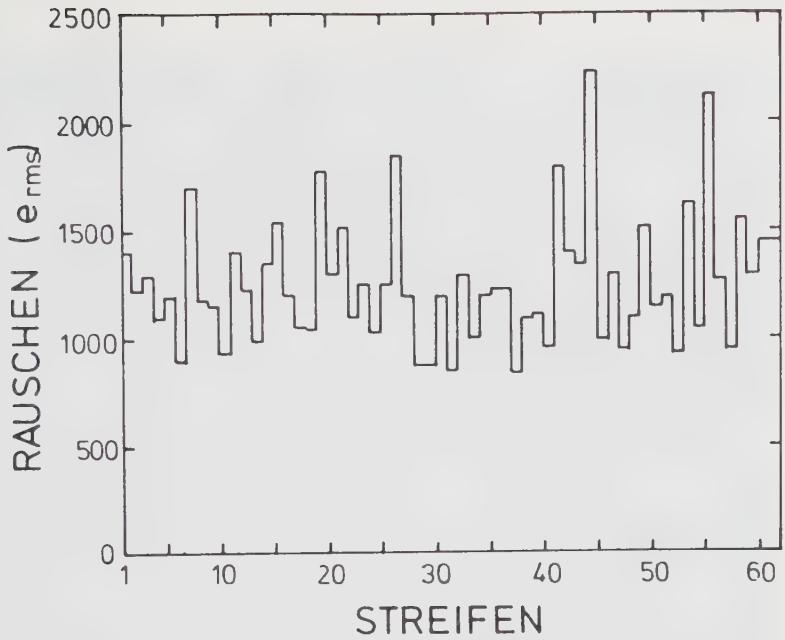


Abb.20: Verstärkung und Rauschen des gesamten Detektorsystems

Eigenschaften der einzelnen Vorverstärker zurückzuführen.

Aufgrund des Rauschens der Detektorstreifen und der nachfolgenden Elektronik ergibt eine mehrmalige Deposition der gleichen Ladung in einem Detektorstreifen nicht Spannungsimpulse derselben Impulshöhe, sondern eine gaussformige Impulshöhenverteilung. Die Halbwertsbreite dieses Gausspektrums, umgerechnet in die auf einem Detektorstreifen deponierte Ladung ($=e_{\text{rms}}$), ist in dem oberen Diagramm als Funktion der einzelnen Streifen abgetragen.

3.5 Mechanischer Aufbau des Detektorsystems

Die Experimente wurden unter Vakuumbedingungen durchgeführt. Die einzelnen Detektorstreifen sind über 15 cm lange, abgeschirmte Drähte (1 mm $\varnothing$) und über eine 64 polige vakuumdichte Buchse aus dem Vakuum herausgeführt. Die Vorverstärker und das Analog-Multiplexer-System sind auf Platinen in einem Kupfergehäuse ausserhalb der Experimentierkammer untergebracht. Der Vorteil der Verlegung der Detektorelektronik aus der Experimentierkammer heraus besteht darin, dass Manipulationen während eines Experimentes an der Detektorbeschaltung wie z.B. das Austauschen defekter Vorverstärker leicht durchgeführt werden können. Ausserdem ist die notwendige Kühlung mit Luft der Vorverstärker ausserhalb des Vakuums einfacher. Der Nachteil dieser Anordnung ist allerdings eine Erhöhung des Detektorrauschens aufgrund der Kapazitäten der Verbindungskabel zwischen Detektor und Vorverstärker. Die Kapazität eines Verbindungskabels beträgt ca. 20 pF.

Die Konstruktion der 23 cm x 21 cm grossen Platine mit den Detektorbeschaltungselementen ist in Abb. 21 zu sehen. Die Bauelemente sind in 4 Ringen angeordnet und alle durch einfaches Stecken austauschbar. Der äusserste Ring besteht

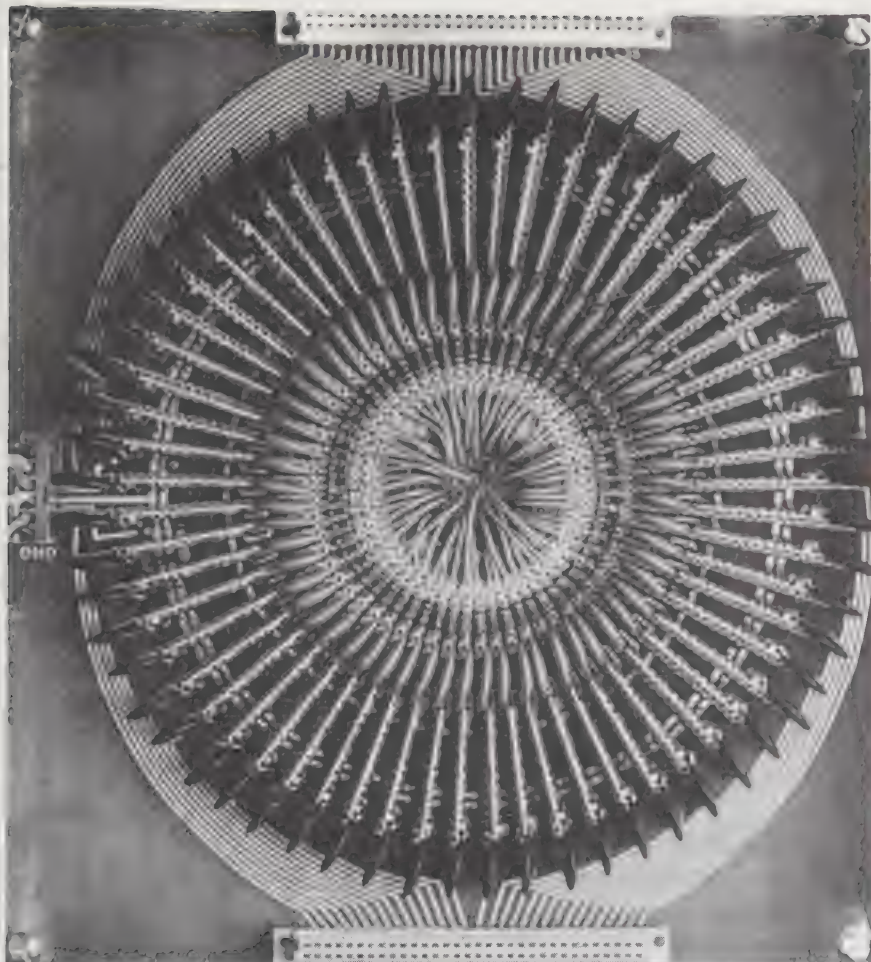


Abb.21: Vorverstärkerplatine

aus den Ausgangskoppelkondensatoren C_A . Es folgen der Ring mit den 61 Vorverstärkern, der Ring mit den Eingangskoppelkondensatoren C_E und der Ring mit den Lastwiderständen R_L (s. auch Abb. 19). Die Verbindung zum Detektor wird über die Kabel in der Platinenmitte und einen 64 poligen Stecker hergestellt. Auf diese Platine aufgesteckt ist die Platine, auf der sich das Analog-Multiplexer-System befindet.

3.6 Vorverstärker

Bei den Vorverstärkern handelt es sich um vom Münchner MPI für Physik und Astrophysik speziell fuer Halbleiterstreifendetektoren entwickelte ladungsempfindliche Vorverstärker in Hybridbauweise.⁽¹⁴⁾ Den genauen Schaltplan zeigt Abb.22, die wichtigsten Daten sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

Dimension	10 mm x 30 mm x 1.5 mm
Betriebsspannung	12 V
Betriebstemperatur	0 - 50 C
Leistungsaufnahme	175 mW
Grundrauschen	$< 500 \text{ e}^-_{\text{rms}}$
Steigung	$20 \text{ e}^-/\text{pF}$
Pulsabfallzeit	$\sim 50 \text{ } \mu\text{sec}$
R_f	50 M Ω
C_f	$\sim 0.8 \text{ pF}$
C_{CAL}	$\sim 1 \text{ pF}$
Verstärkung	$0.15 \text{ mV}/1000 \text{ e}^-$

Tabelle 5: Vorverstärkerdaten

Die wesentlichen Elemente der Vorverstärkereingangsstufe sind ein Feldeffekttransistor kombiniert mit einem pnp-Transistor und die der Ausgangsstufe zwei npn-Transistoren in Darlingtonschaltung. Der Ausgang ist über R_f und C_f auf den Eingang rückgekoppelt.

Eine auf den Eingang geflossene Ladung Q ergibt am Vorverstärkerausgang einen invertierten Spannungsimpuls. Dessen Amplitude hängt nur von Q selbst und dem Wert des Rückkoppelungskondensators C_f , nicht aber von der spannungsabhängigen Detektorkapazität C_d und der Kapazität

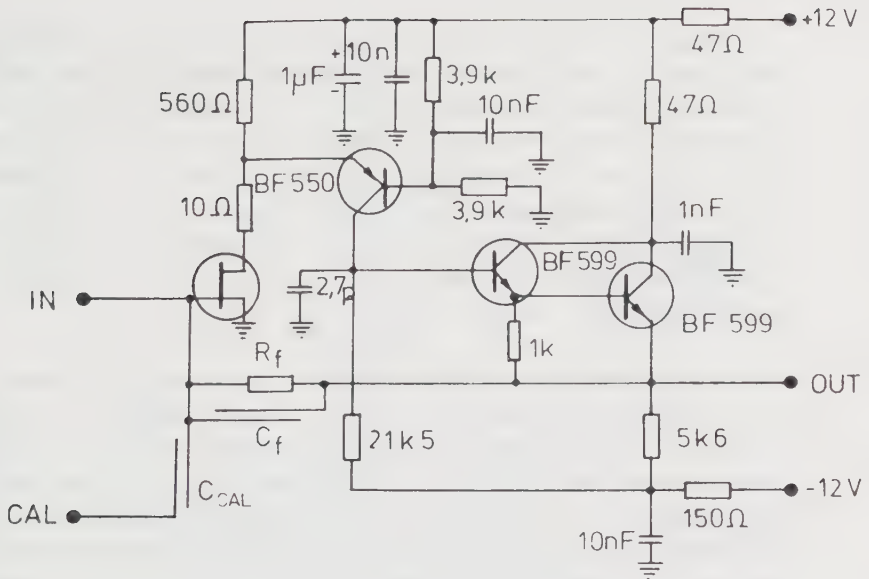


Abb.22: Vorverstärkerschaltplan

der Kabel C_K zwischen Detektor und Vorverstärker ab, falls für die Verstärkung A des Vorverstärkers die Beziehung $A > (C_d + C_K + C_f) / C_f$ gilt (39):

$$(29) \quad V = -Q / C_f$$

Für die oben beschriebene experimentelle Anordnung war $C_K = 18$ pF, $C_f = 0.8$ pF, $C_d = 30$ pF und damit $(C_d + C_K + C_f) / C_f \sim 60$ bei einer typischen Verstärkung $A \sim 240$. Der Vorverstärker liefert einen ungeformten Spannungsimpuls, dessen Anstiegszeit durch den Detektor und dessen Abfallszeit durch die Zeitkonstante $\tau = R_f C_f \sim 50$ μ sec bestimmt ist. Für Kalibrierungszwecke ist es möglich, über den Koppelkondensator C_{CAL} Ladung auf den Vorverstärkereingang zu injizieren.

3.7 Analog-Multiplexer

Die Aufgabe des Analog-Multiplexers besteht darin, sukzessive jeden Detektorstreifen für eine bestimmte Zeit zum Hauptverstärker durchzuschalten und dabei die Nummer des gerade durchgeschalteten Streifens anzugeben. Das wird erreicht, indem die von einem Zeittaktgeber gelieferten Rechteckimpulse, die aufgrund ihrer Periodizität zur Zeitmessung benutzt werden können, geeignet umgewandelt werden. Die wichtigsten Glieder des Analog-Multiplexers sind in dem Schaltbild Abb.23 dargestellt.

Die Impulse des Zeittaktgebers (s. Abb.24) werden von einem 3 Bit-Binärzähler binär kodiert und in Gruppen von je 8 Impulsen aufgeteilt. Die Zeitspanne, die ein Streifen ausgelesen werden soll, ist gleich der Länge von 6 Zeittaktgeberimpulsen (Impuls 2-7 in Abb.24). In der Zeit, die von Impuls 7 bis Impuls 9 = Impuls 1 dauert, wird von einem Streifen zum nächsten umgeschaltet. Während der Umschaltzeit darf wegen den bei der Umschaltung auftretenden Störimpulsen keine Datenaufnahme durch den ADC erfolgen.

Dazu werden die kodierten Impulse von einem Dekodierer wieder in 8 Kanäle aufgeschlüsselt, die den Zeittaktgeberimpulsen entsprechen. Kanal 2-7 werden von einem ODER-Glied logisch weiterverarbeitet. Der Ausgang des ODER-Gliedes liegt nur während der Zeit zwischen dem zweiten und dem siebten Zeittaktgeberimpuls auf Spannung. Dieses Signal (s. Abb.24) wird als Gate-Signal über einen Leitungstreiber für den ADC verwendet.

Kanal 1 des Dekodierers wird nicht benötigt, Kanal 8 (s. Abb.23) wird als Triggersignal zum Weiterzählen eines 6 Bit-Binärzählers verwendet, der binär bis $2^6=64$ zählen kann. Der 6 Bit-Binärzähler steuert den Multiplexer an, dessen Eingänge direkt mit den einzelnen Vorverstärkern verbunden sind. Der Streifen, mit der vom 6 Bit-Binärzähler ausgegebenen

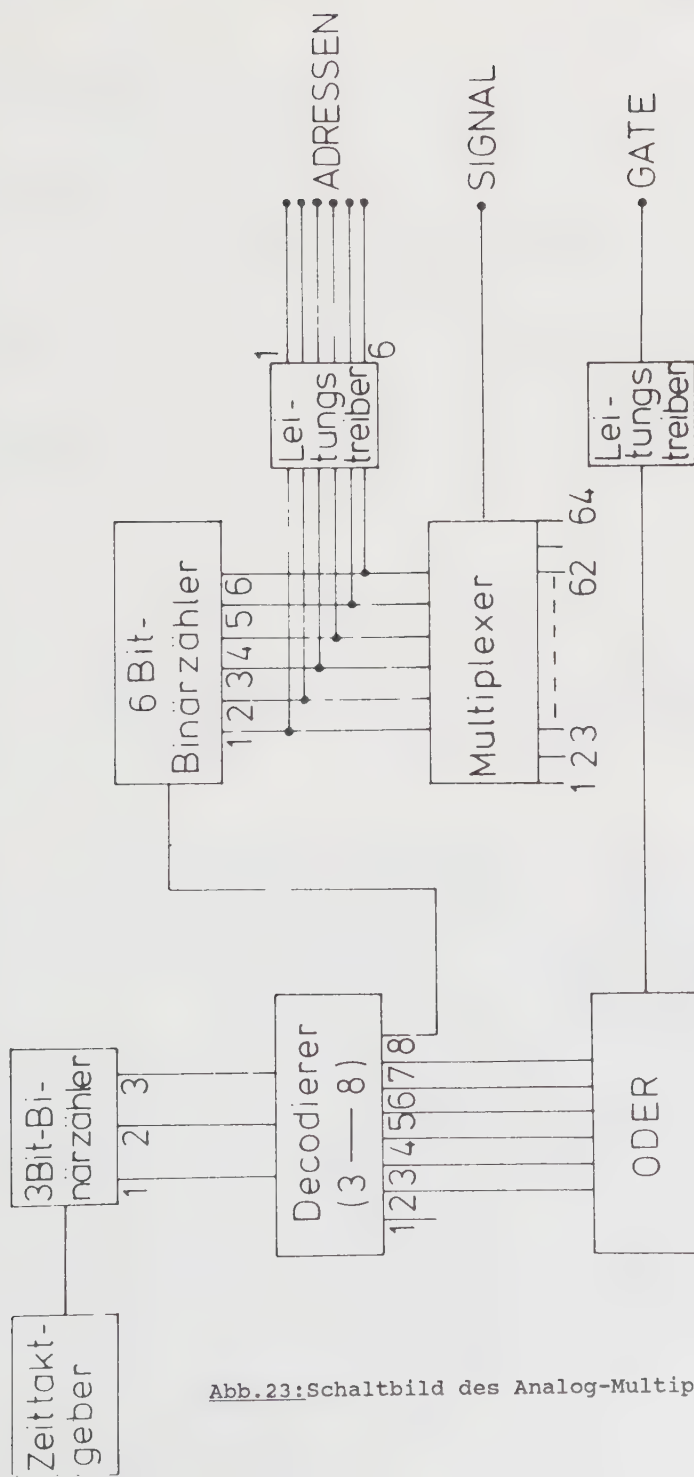


Abb.23: Schaltbild des Analog-Multiplexers

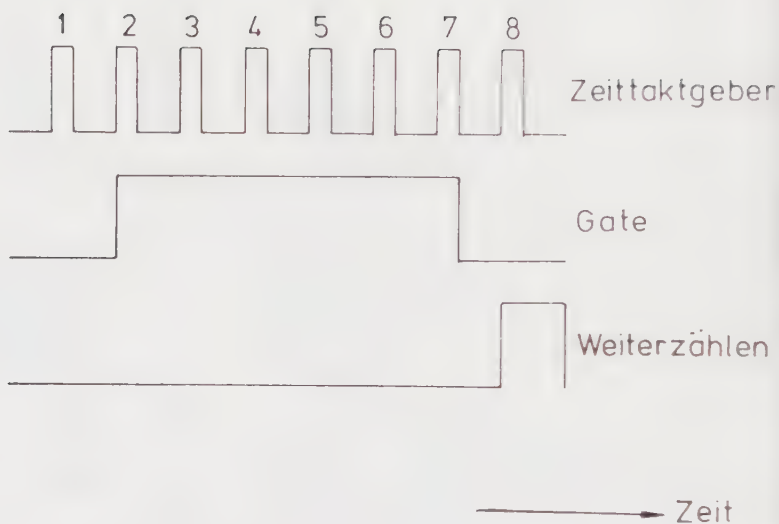


Abb.24: Zeitlicher Verlauf der Schaltimpulse

Nummer wird zum Hauptverstärker durchgeschaltet. Die Nummer des momentan ausgelesenen Streifens wird über einen Leitungstreiber ausgegeben. Der Multiplexer besteht aus 4 einzelnen Chips a' 16 Eingängen, von denen 3 bedeutungslos sind, da der Detektor nur 61 Streifen hat.

4. Datenaufnahme und Auswertung

4.1 Datenaufnahme

Die experimentelle Messung besteht in der Aufnahme des vom Detektor gelieferten dreidimensionalen Spektrums, d.h. mit welcher Häufigkeit ein Elektron einer bestimmten Energie einen Detektorstreifen getroffen hat. Abb.25 zeigt z.B. ein zweidimensionales Online-Spektrum. Die Häufigkeit eines Ereignisses ist proportional der Grösse der eingezeichneten Rechtecke. Im Online-Betrieb der Rechner PDP 15 bzw. PDP 10 des Münchner Beschleunigerlaboratoriums sind keine dreidimensionale Darstellungen möglich.

Wegen der vorgegebenen endlichen Detektorbreite muss bei etwa 4 verschiedenen Magnetfeldern gemessen werden, um den Energiebereich von 30 - 60 keV des binären Stossmaximums ganz abzutasten. Einer Verkleinerung der Magnetdispersion zwecks Abbildung eines grösseren Energiebereichs auf den Detektor sind wegen der Energieauflösung eines Streifens Grenzen gesetzt.

4.2 Auswertung der Detektorstreifenspektren

Die Auswertung der Spektren der einzelnen Detektorstreifen besteht in der Bestimmung des Anteils der Elektronen des binären Stossmaximums. Das Spektrum eines Streifens (s. Abb.26) setzt sich aus 4 überlappenden Beiträgen zusammen: Dem Elektronenanteil des binären Stossmaximums; einem Escapeanteil, der von Elektronen herrührt, die aus dem Detektor gestreut wurden ohne ihre volle Energie deponiert zu haben; dem elektronischen Rauschen und einem Gammastrahlenuntergrund, der durch nicht zu vermeidende Kernreaktionen der Protonen mit den Strahlblenden und dem Faraday-Cup entsteht. Die im MeV-Bereich liegende Gamma-

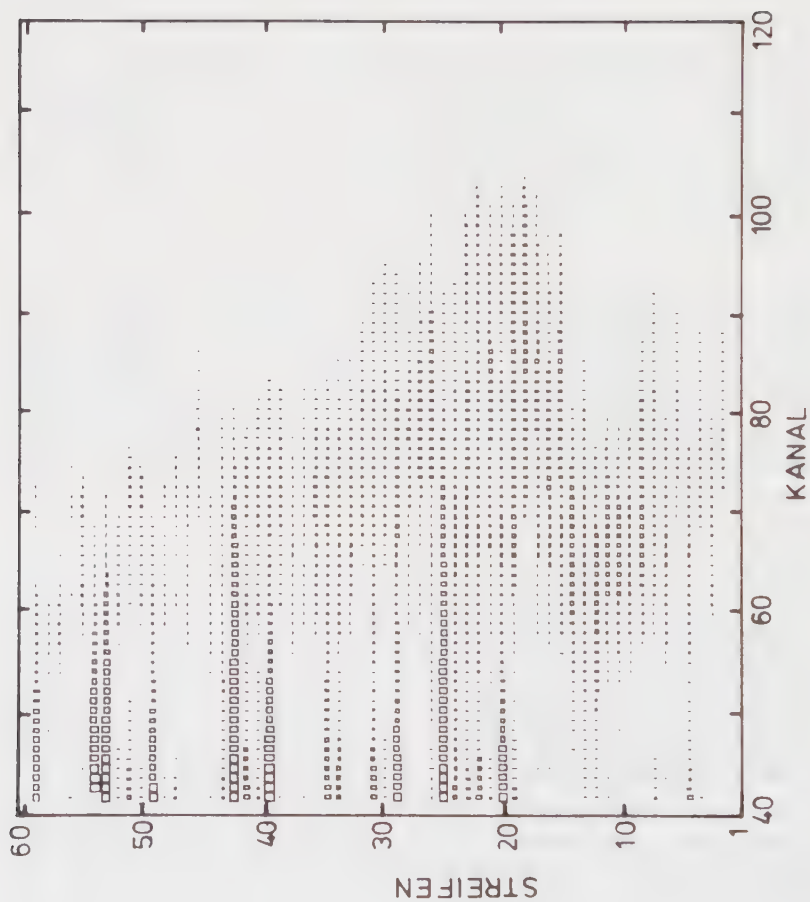


Abb.25: Zweidimensionales Detektorspektrum

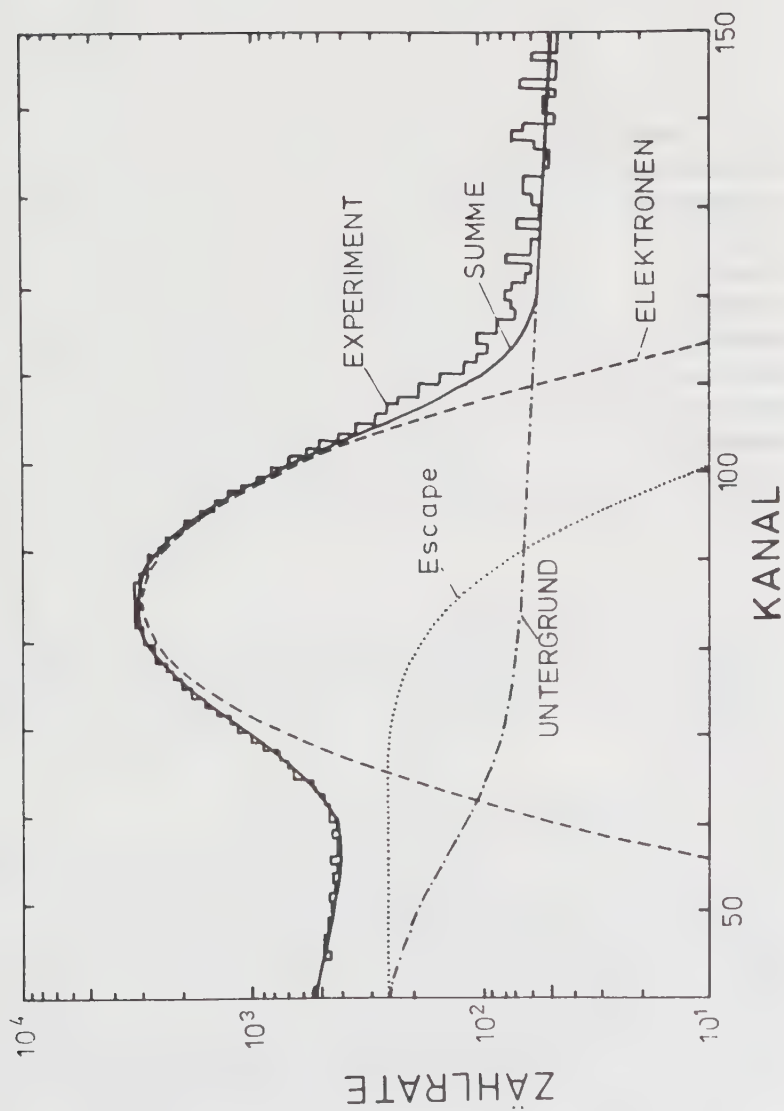


Abb.26: Einzelbeiträge der Energieverteilung
eines Detektorstreifens

strahlung konnte aus Platzgründen in der Kammer nur unzureichend abgeschirmt werden. Nachgewiesen wird die Gammastrahlung im Detektor durch Sekundärprozesse, wie z.B. die erzeugten Elektron-Lochpaare von Comptongestreuten Elektronen.

Um den Anteil des Rauschens und des Strahlungsuntergrundes aus den experimentellen Spektren eliminieren zu können, ist die Kenntnis der Rauschfunktionen $R(i,x)$ und der Strahlungsuntergrundfunktionen $S(i,x)$ für jeden Streifen i notwendig (x ist die Kanalnummer des Spektrums und proportional zur Energie). $R(i,x)$ ist das reine Rauschspektrum, d.h. das Spektrum, dass sich ohne Protonenstrahl ergibt; $S(i,x)$ ist das Spektrum, dass sich mit Protonenstrahl, aber Magnetfeld $B=0$ ergibt, d.h. das Spektrum ohne den Elektronenbeitrag. $R(i,x)$ und $S(i,x)$ lassen sich in guter Näherung durch folgende Fitfunktionen beschreiben:

$$(30) \quad R(i,x) = Q(i,1) \exp(Q(i,2)(x-1)^{Q(i,3)})$$

$$(31) \quad S(i,x) = Q(i,1) \exp(Q(i,2)x) + Q(i,3) \exp(Q(i,4)(x-1)^{Q(i,5)})$$

$Q(i,j)$ ($j=1,5$) sind Fitparameter.

Die Summe $U(i,x)$ aus Rauschen und Strahlungsuntergrund des experimentellen Elektronenspektrums lässt sich dann darstellen als:

$$(32) \quad U(i,x) = P(i,1)R(i,x) + P(i,2)S(i,x)$$

$P(i,j)$ ($j=1,2$) sind Fitparameter.

Für den Teil der Elektronen, die ihre volle Energie im Detektor deponiert haben, wird eine Normalverteilung angenommen:

$$(33) \quad N(i,x) = P(i,3) (2\pi P(i,4)^2)^{-0.5} \exp(-(x-P(i,5))^2 / 2P(i,4)^2)$$

Die Fitparameter $P(i,j)$ ($j=3,5$) beschreiben Integral,

Standardabweichung und Schwerpunkt der Normalverteilung. Der Anteil der aus dem Detektor wieder herausgestreuten Elektronen wird durch eine vom Schwerpunkt der Normalverteilung (33) zu kleineren Energien hin abnehmende Exponentialfunktion beschrieben.⁽⁴⁰⁾ Um der Verschmierung dieser Verteilung durch statistische Schwankungen der Energieabgabe der Elektronen im Detektor und durch elektronisches Rauschen Rechnung zu tragen, ist die Exponentialverteilung mit einer Normalverteilung gefaltet. Als Verteilungsfunktion für den Escapeanteil ergibt sich:

$$(34) \quad E(i, x) = P(i, 6) \exp(x/P(i, 7)) (1 + \operatorname{erf}(x_0))$$

mit $x_0 = (P(i, 5) - x) / (2P(i, 4)^2)^{-0.5} - P(i, 4) / (2P(i, 7)^2)^{-0.5}$. erf ist die Fehlerfunktion.

Die Auswertung der experimentellen Spektren hat ergeben, dass der Escapeanteil schon ausreichend durch die Faltung einer Stufenfunktion beschrieben werden kann (s. Abb. 26). Die Faltung einer Stufenfunktion ergibt sich aus (34) als Spezialfall für $P(i, 7)$ gegen ∞ .

Das experimentelle Spektrum jedes Streifens lässt sich bei geeigneter Wahl der Fitparameter $P(i, j)$ ($j=1, 7$) als Summe der obigen Beiträge darstellen:

$$(35) \quad EX(i, x) = U(i, x) + N(i, x) + E(i, x)$$

Die Parameter werden von einem Fitprogramm durch Minimalisierung von χ^2 errechnet.⁽⁴¹⁾

$$(36) \quad \chi^2 = f^{-1} \sum_{x=1}^n w(i, x) (ZR(i, x) - EX(i, x))^2$$

$ZR(i, x)$ ist die Zählrate von Kanal x des Streifen i . n ist die Zahl der Kanäle eines Streifens und $w(i, x)$ sind Wichtungsfaktoren, die gleich 1 gesetzt wurden; f ist die Zahl der Freiheitsgrade.

Dabei unterliegt $P(i,2)$ der Randbedingung, dass für hohe Kanalzahlen das experimentelle Spektrum $EX(i,x)$ und $U(i,x)$ übereinstimmen müssen. Für hohe Kanalzahlen (s. Abb. 26) ist nämlich nur noch der Strahlungsuntergrundbeitrag im experimentellen Spektrum vorhanden. Bei einigen Streifenspektren versagt allerdings die obige Fitformel, weil das Rauschen der Vorverstärker dieser Streifen zu hoch ist (s. Abb. 20). Es war nicht möglich, diese Vorverstärker zu ersetzen. Ohne den störenden Rauschbeitrag in den Streifenspektren könnten schon im Online-Betrieb während des Experimentes Comptonprofile erstellt werden. Eine Reduzierung des Rauschens ist aufgrund des nahezu optimierten elektronischen Systems schwierig. Eine völlige Trennung von Rauschen und Elektronenbeitrag kann nur über eine höhere Projektilenergie erreicht werden.

Als Ergebnis der Auswertung der Streifenspektren erhält man die Zählraten der Elektronen des binären Stossmaximums für jeden Streifen als Funktion der Kanalnummer. Der Escapebeitrag wurde nicht zu dem durch die Normalverteilung beschriebenen Beitrag addiert, weil er für alle Streifen gleich ist. Es werden in dieser Arbeit keine Absolutmessungen gemacht.

4.3 Energieeichung

Eine Energieeichung kann auf 2 Arten vorgenommen werden. Man kann die Kanalzahlen der Streifenspektren durch Beschuss des Detektors mit monoenergetischen Elektronen in Energien umrechnen. Die einfachere Methode besteht darin anhand von Kohlenstoff jedem Detektorstreifen eine Elektronenenergie zuzuordnen. Kohlenstoff hat ein genügend scharfes binäres Stossmaximum, dessen Form sehr genau bekannt ist. ⁽²⁶⁾

In Abb. 27 ist für verschiedene Magnetfelder die Lage des

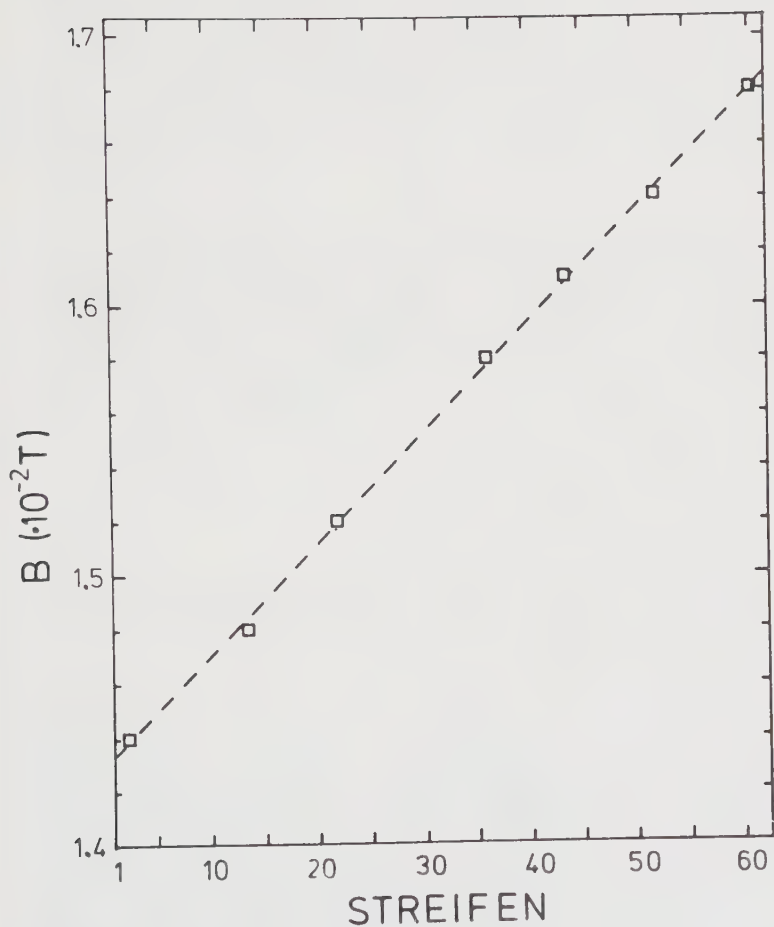


Abb.27: Lage der Streifenmaxima

experimentell bestimmten binären Stossmaximums von Kohlenstoff als Funktion der Streifennummer abgetragen. Die Streifennummerierung erfolgt in Abb.10 von rechts nach links, d.h. Streifen 61 ist der dem Magnetjoch nächstgelegene Streifen. Aus Abb.27 ergibt sich, dass die Elektronenenergien vom Magneten auf den Bereich des Detektors linear abgebildet werden, d.h. die Fokalkurve des Magneten (s. auch Abb.13) kann im Bereich des Detektors durch eine Gerade approximiert werden.

Die auf Transmission des Magneten und Vielfachstreuung der Elektronen (s. Abschnitt 4.5) in der Targetfolie korrigierten Zählraten, die proportional dem doppeltdifferentiellen Wirkungsschnitt $d^2\sigma/dE d\Omega$ sind, werden an die bekannten theoretischen Wirkungsquerschnitte von Kohlenstoff angefügt:

$$(37) \quad E(i) = Q(1)i + Q(2)$$

$$(38) \quad d^2\sigma(E)/dE d\Omega = ZR(E(i))Q(3)$$

i ist die Streifennummer, ZR die Zählrate von Streifen i und E die Elektronenenergie.

Das Ergebnis eines solchen Fits zeigt Abb.28. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte sind als durchgezogene Linie gezeichnet, die gestrichelte Linie stellt die theoretischen Wirkungsquerschnitte mit Vielfachstreuungskorrektur dar. Mit Hilfe der sich aus dem Fit ergebenden Parameter $Q(1)$ und $Q(2)$ kann jedem Detektorstreifen eindeutig eine Elektronenenergie $E(i)$ zugeordnet werden. $Q(1)$ ist die Energie pro Streifen und beträgt 0.14 keV pro Streifen; $Q(2)$ ist die Energie des Streifen "0" und Magnetfeldabhängig. Die Transmission des Magneten wird berücksichtigt durch Multiplikation der Zählrate des Streifen i mit dem Faktor $E(i)^{-1}$.

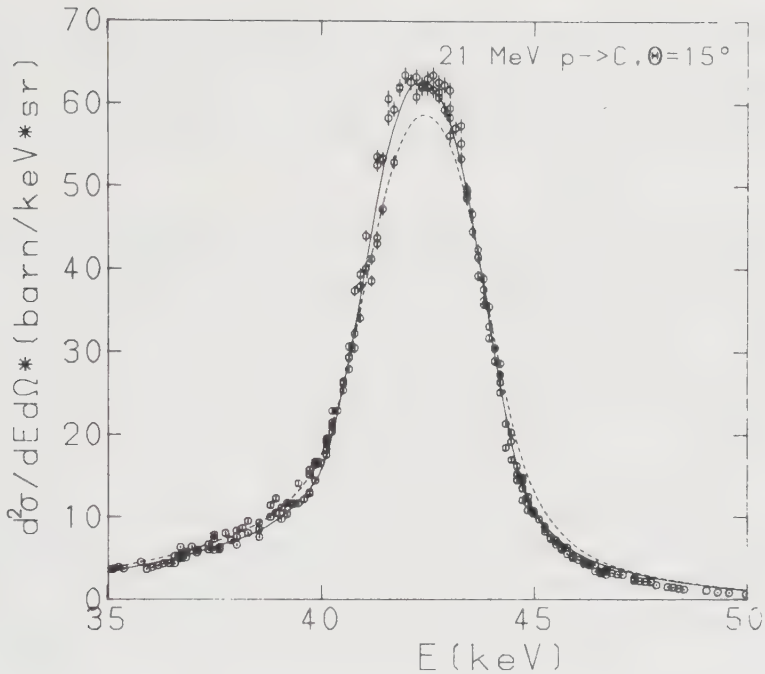


Abb.28: Experimentelle und theoretische Wirkungsquerschnitte für Kohlenstoff

4.4 Zusammensetzung des Gesamtspektrums

Die Messzeit für ein Detektorspektrum bei einem festen Magnetfeld beträgt ungefähr 100 Minuten. Der vom Detektor pro Magnetfeld abgetastete Energiebereich ist ca. 8 keV. Für jedes Magnetfeld erhält man Elektronenzählraten als Funktion der Detektorstreifennummer, im folgenden Zählratenspektrum genannt. Das Zählratenspektrum, in dem das Maximum des binären Stossmaximums liegt, wird als Referenzspektrum genommen. Gegenüber diesem Referenzspektrum müssen alle Streifen jedes Zählratenspektrums um eine bestimmte Streifenzahl verschoben

werden. Diese Verschiebung ergibt sich aus Abb. 27 und ist auf etwa einen Streifen genau. Um die Zusammensetzung der einzelnen Zählratenspektren zu erleichtern, werden die Magnetfelder so gewählt, dass sich die jeweiligen Energiebereiche überlappen.

Ausserdem muss eine Zählratenanpassung durchgeführt werden. Experimentell wird die Zahl der Protonen, deren absoluter Wert eigentlich nicht bekannt zu sein braucht, da in dieser Arbeit keine Absolutmessungen durchgeführt werden, über einen Faraday-Cup bestimmt. Es zeigte sich, dass Faraday-Cup Messungen bis zu 10% ungenau sind. D.h. selbst wenn für ein Target die Spektren aller Magnetfelder auf die gleiche gemessene Protonenzahl normiert werden, muss noch eine Zählratenanpassung über einen Multiplikationsfaktor vorgenommen werden. Dieser weitere Freiheitsgrad ist vor allem für Elektronenenergien unterhalb 35 keV nicht ganz unproblematisch, weil aufgrund des Rauschens bei diesen Energien nur noch ca. 30% der Detektorstreifenspektren ausgewertet werden können.

4.5 Vielfachstreu Korrektur

Die Dicke der im Experiment verwendeten Targetfolien ist in Tabelle 3 angegeben. Die im Target erzeugten Elektronen des binären Stossmaximums können bei diesen Targetdicken und unter einem Streuwinkel von 15 Grad bis zum Austritt aus der Targetfolie bis zu 10mal für Gold und bis zu 4mal für Kohlenstoff elastisch gestreut werden. Dabei ist der Energieverlust der Elektronen im Target vernachlässigbar. Er ist für die Kupfer-Nickel-Legierung ≈ 0.5 keV und für alle anderen Targets < 0.2 keV.⁽⁴²⁾ Für hohe Kernladungen Z geht der Beitrag der inelastischen Streuung noch weiter zurück. Es gilt $\sigma_{\text{inelast}}/\sigma_{\text{elast}} \approx 26/Z$.⁽⁴³⁾ Erheblich beeinflusst wird durch die elastische Streuung dagegen die Winkelver-

teilung der Elektronen. Die im Experiment gemessenen Zählraten müssen daher auf Vielfachstreuung korrigiert werden. Die im folgenden beschriebene Streutheorie ist eine modifizierte Version der Streutheorie von Moliere. (44)

Die Winkelverteilung der Elektronen nach Durchlaufen einer Dicke x des Targets sei $I(x, \theta)$. Dann ist die Winkelverteilung nach Durchlaufen einer weiteren Targetschicht Δx durch folgende Bilanzgleichung gegeben:

$$(39) \quad I(x + \Delta x, \theta) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} d\phi' d\theta' \sin\theta' \left(\frac{d\sigma(\cos\hat{\theta})}{d\Omega} \right) \cdot N \Delta x I(x, \theta') \cos^{-1}\theta' + (1 - \sigma N \Delta x \cos^{-1}\theta) I(x, \theta)$$

N ist die Atomdichte des Targets, $d\sigma/d\Omega$ der elastische differentielle Streuquerschnitt für Elektronen und σ der totale Wirkungsquerschnitt für elastische Elektronenstreuung.

Der 1. Term beschreibt die aus der Richtung θ', ϕ' in die Richtung $\theta, 0$ gestreute Elektronenintensität, der 2. Term den noch übriggebliebenen ungestreuten Anteil der Elektronenintensität $I(x, \theta)$. Die Winkelabhängigkeit der Weglänge ist durch einen Faktor $\cos^{-1}\theta$ berücksichtigt. Der im differentiellen Wirkungsquerschnitt (s. Gleichung (45)) auftretende Streuwinkel $\hat{\theta}$, d.h. der Winkel zwischen θ', ϕ' und θ , kann wie folgt umgerechnet werden: $\cos\hat{\theta} = \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos\phi'$.

Gleichung (39) kann durch Definition eines Streuoperators F

$$(40) \quad F \cdot I(x, \theta) = \int d\Omega' K(\theta, \theta') I(x, \theta')$$

mit dem Kern

$$(41) \quad K(\theta, \theta') = \cos^{-1}\theta \left(\sigma^{-1} \left(\frac{d\sigma(\cos\hat{\theta})}{d\Omega} \right) - \delta(\theta - \theta') / 2\pi \sin\theta \right)$$

in eine einfachere Form gebracht werden:

$$(42) \quad I(x + \Delta x, \theta) = (1 + \sigma N \Delta x F) I(x, \theta)$$

Damit lässt sich die Streuung durch die gesamte Dicke d des Targets als n -fache Faltung darstellen:

$$(43) \quad I(d, \theta) = \lim_{n \rightarrow \infty} (1 + \sigma d n F / n)^n I(0, \theta) = [\exp(mF)] I(0, \theta) \\ = \sum_{i=0}^{\infty} (m^i / i!) F^i I(0, \theta)$$

mit der mittleren Streuzahl $m = N \sigma d$.

Da die Elektronen mit gleicher Wahrscheinlichkeit überall im Target erzeugt werden, muss über alle effektiven Targetdicken d' gemittelt werden:

$$(44) \quad \hat{I}(d, \theta) = d^{-1} \int_0^d d(d') I(d', \theta) = \sum_{i=0}^{\infty} (m^i / (i+1)!) F^i I(0, \theta)$$

Bei der Berechnung von $\hat{I}(d, \theta)$ nach (44) wurde eine analytische Darstellung des differentiellen elastischen Elektronenstreuquerschnittes nach Riley⁽⁴⁵⁾ verwendet, weil selbst bei Berücksichtigung der Abschirmung durch einen Thomas-Fermi-Parameter die Rutherfordstreuformel für kleine Streuwinkel versagt; bei der Streuung von 50 keV Elektronen an Aluminium bei 1 Grad z.B. um den Faktor 4 in der abgeschirmten Version.

$$(45) \quad d\sigma/d\Omega = \sum_{i=0}^4 A_i (1 - \cos\theta + 2B)^{-i} + \sum_{n=0}^6 C_n P_n(\cos\theta)$$

In Gleichung (45) bezeichnen P_n die Legendre-Polynome. A_i, B, C_n sind von der Energie abhängige, tabellierte Parameter. Die abschirmenden Elektronen werden durch Hartree-Fock-Wellenfunktionen beschrieben, die Diracgleichung für die Streuung durch Partialwellenanalyse gelöst. In der Darstellung (45) des differentiellen Wirkungsquerschnittes kann die Azimutintegration in (39) analytisch ausgeführt werden. Die totalen Wirkungsquerschnitte σ wurden ebenfalls den Tabellen von Riley entnommen.

Um die gemessenen Zählraten auf Vielfachstreuung korrigieren zu können, muss die ungestreute Winkelverteilung $I(0, \theta)$, die

proportional $d^2\sigma/dE d\Omega$ ist, bekannt sein. Durch Falten von $I(0,\theta)$ nach Gleichung (44) ergibt sich die gestreute Verteilung $I(d,\theta) \sim d^2\sigma_{\text{Korr}}/dE d\Omega$. Die gemessenen Zählraten werden dann durch Multiplikation mit dem Faktor $R = I(0,\theta)/I(d,\theta) = d^2\sigma/d^2\sigma_{\text{Korr}}$ auf Vielfachstreuung korrigiert. Die Berechnung von R bereitet für Kohlenstoff keine Schwierigkeiten, da die theoretische Winkelverteilung $I(0,\theta)$ sehr genau bekannt ist (s. Abb. 28). Für Silber, Lutetium und Gold hingegen ist $I(0,\theta)$ nicht bekannt, weil es derzeit keine theoretischen Valenzcomptonprofile dieser Elemente gibt. $I(0,\theta)$ soll ja gerade experimentell bestimmt werden. Wie schon mehrfach erwähnt, wird in dieser Arbeit ein Festkörpermodell betrachtet, bei dem alle Elektronen bis auf die äussersten s-Elektronen durch atomare Hartree-Fock-Wellenfunktionen beschrieben und die äussersten s-Elektronen durch die RFA-Theorie behandelt werden. Den Korrekturfaktor R mit Hilfe dieses sehr groben Modells zu ermitteln, ist eine gute Approximation. Denn in erster Näherung ist R unabhängig vom Valenzelektronenbeitrag, weil für hohe Kernladungszahlen der Beitrag der Core-Elektronen zum Gesamtcomptonprofil sehr viel grösser ist. Bei festem Beobachtungswinkel wurde für ca. 50 Energien im Bereich des binären Stossmaximums der Korrekturfaktor R durch Falten der ungestreuten Winkelverteilung $I(0,\theta)$ errechnet. Die Faltungsreihe (44) konvergierte hinreichend schnell. Im ungünstigsten Fall waren ca. 15 Faltungen erforderlich.

5. Ergebnisse

5.1 Silber, Lutetium, Gold

Das experimentelle Ergebnis sind auf Vielfachstreuung und Transmission des Magneten korrigierte Zählraten als Funktion der Elektronenenergie im Bereich des binären Stossmaximums. Aus den Zählraten können Comptonprofile auf folgende Weise gewonnen werden. Die korrigierten Zählraten sind proportional zu $d^2\sigma/dE d\Omega$ und werden an die sich aus dem in dieser Arbeit benutzten Festkörpermodell (s. Kapitel 2.2) ergebenden, doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte in den Flankenbereichen des binären Stossmaximums linear angepasst. Für Silber, Lutetium und Gold wurden die K- und L-Schalenbeiträge exakt in 1. Bornscher Näherung nach den im Anhang angegebenen Gleichungen berechnet, weil für hohe Kernladungszahlen die Voraussetzungen für eine Impulsnäherung schlecht sind. Die innere und äussere Abschirmung der verwendeten Wasserstoffwellenfunktionen wurden durch effektive Kernladungszahlen und die Benutzung der experimentellen Bindungsenergien⁽⁴⁶⁾ berücksichtigt. Die effektiven Kernladungszahlen wurden durch Anpassung wasserstoffähnlicher Comptonprofile an Hartree-Fock-Comptonprofile⁽²⁷⁾ ermittelt. Die Beiträge der höheren Schalen wurden nach Gleichung (10) unter Verwendung tabellierter Comptonprofile⁽²⁷⁾ berechnet. In Abb. 29 sind z.B. für Lutetium zum Vergleich die K- und die L-Schale in 1. Bornscher Näherung (durchgezogene Linie) und in der Impulsnäherung (gestrichelte Linie) gerechnet. Wie in Kapitel 2.2 ausgeführt ist, sind die Flanken der Gesamtcomptonprofile (s. Abb. 2) und damit von $d^2\sigma/dE d\Omega$ allein durch die Corelektronen bestimmt.

Das Ergebnis der Zählratenanpassung an $d^2\sigma/dE d\Omega$ ist für Silber in Abb. 30 zu sehen. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte sind als durchgezogene, die theoretischen Wirkungsquerschnitte mit Vielfachstreuung als gestrichelte Linie gezeigt. Vor allem in den Flankenbereichen bestehen Dis-

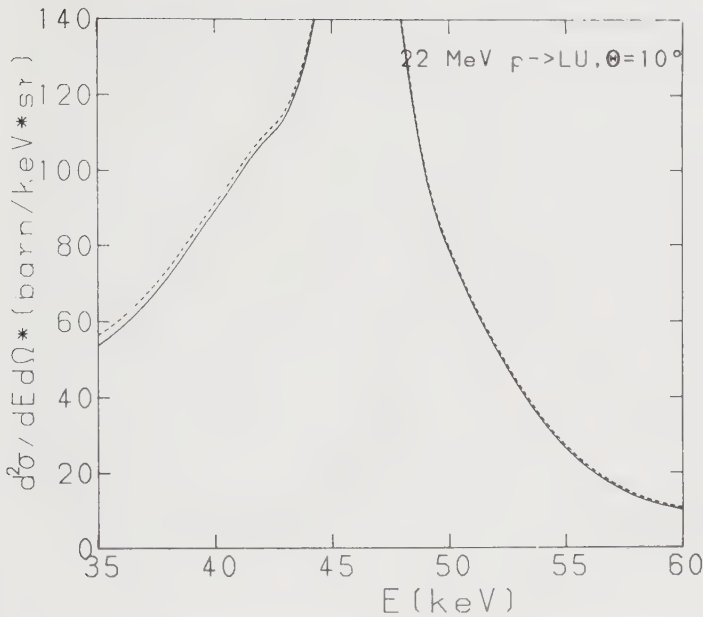


Abb.29: Vergleich 1. Bornscher Näherung (—) und Impulsnäherung (---)

krepanzen zwischen Experiment und Theorie. Zur Klärung dieser Diskrepanzen wurde die Näherung $|\vec{k}| \gg |\vec{p}|$, die zu der faktorisierten Form des doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnittes (Gleichung (10)) führt, näher untersucht. In Abb.32 und Abb.33 sind z.B. für Kohlenstoff und Silber die nach Gleichung (9) (durchgezogene Linie) und nach Gleichung (10) (gestrichelte Linie) berechneten Wirkungsquerschnitte gezeigt. Bei diesen Rechnungen wurden auch die nicht-lokalisierten s-Elektronen durch atomare Wellenfunktionen beschrieben. Die in (9) und (10) vorkommenden Impulsdichten wurden für alle Schalen durch Fouriertransformation von Doppel-Zeta-Funktionen⁽⁴⁷⁾ gewonnen. Die Koeffizienten dieser Funktionen wurden Tabellen^{(48), (49)} entnommen. Aus Abb.32 und Abb.33 ergibt sich, dass die Näherung $|\vec{k}| \gg |\vec{p}|$ im Vergleich zu Gleichung (9) zu einer Erhöhung auf der hochenergetischen und zu einer Erniedrigung der Wirkungsquerschnitte auf der

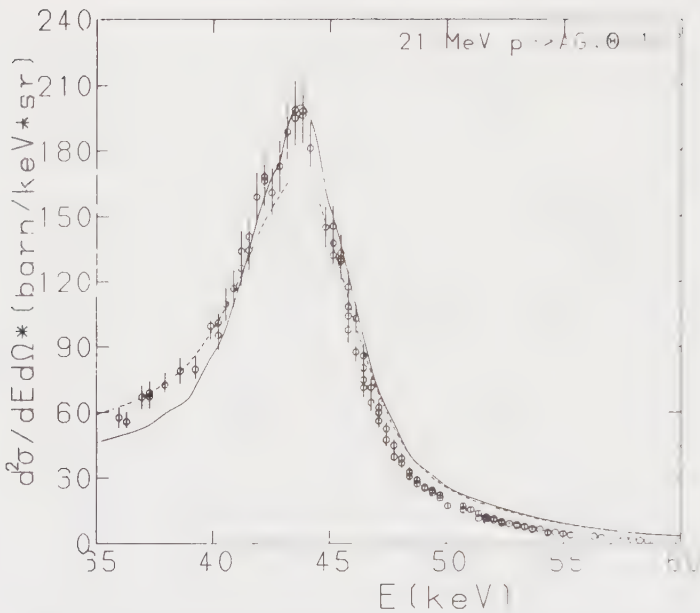


Abb.30: Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt
für Silber(nicht auf Faktorisierung korrigiert)

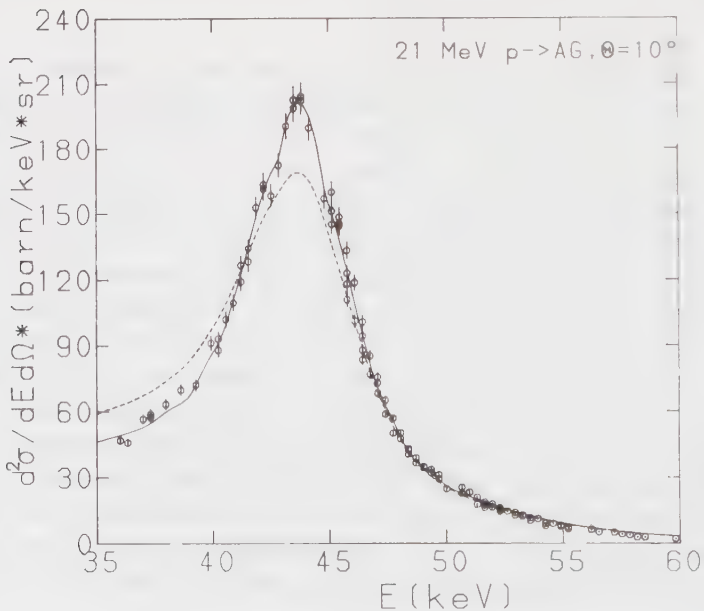


Abb.31: Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt
für Silber(auf Faktorisierung korrigiert)

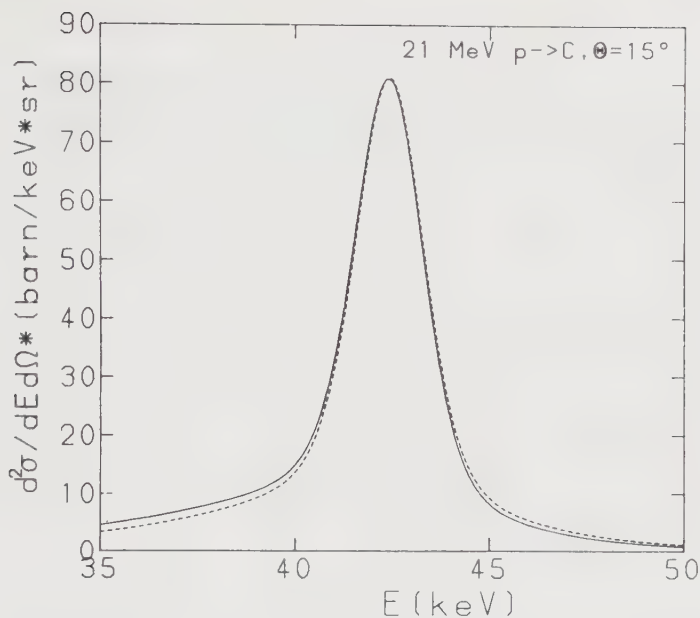


Abb.32: Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt für Kohlenstoff(--- faktorisiert)

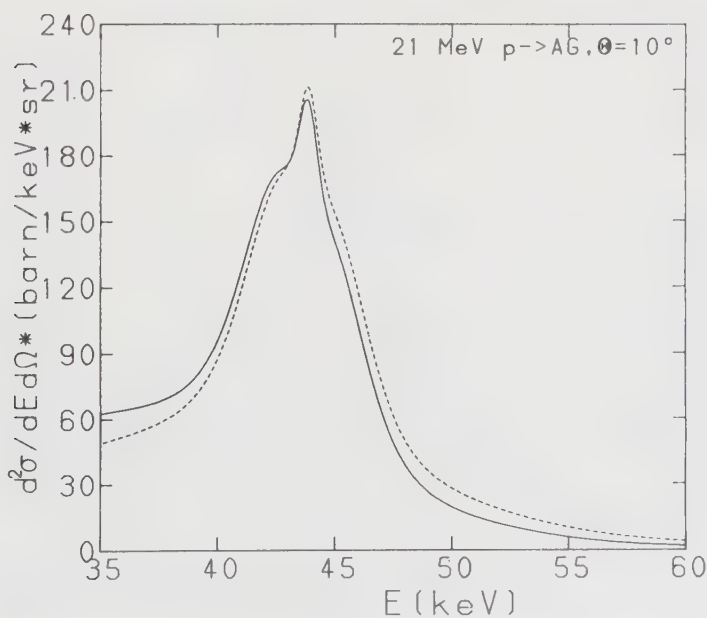


Abb.33: Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt für Silber(--- faktorisiert)

niederenergetischen Seite des binären Stossmaximums führt, wobei die Abweichungen mit zunehmender Kernladungszahl drastischer werden. Um festzustellen, ob die Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach Gleichung (9) zu einer besseren Beschreibung der experimentellen Daten führt, wurden die Daten mit einem Korrekturfaktor, im folgenden als Faktorisierungskorrektur bezeichnet, multipliziert. Dieser Korrekturfaktor ist das Verhältnis der nach den Gleichungen (9) und (10) berechneten Wirkungsquerschnitte. Statt die experimentellen Daten an die sich aus Gleichung (9) ergebenden Wirkungsquerschnitte anzupassen, wurden die experimentellen Daten korrigiert und an die nach Gleichung (10) berechneten Wirkungsquerschnitte angepasst, um auf einfache Weise Comptonprofile zu erhalten (s. unten).

Bei der Berechnung des Korrekturfaktors wurden auch für die inneren Schalen nichtrelativistische Wellenfunktionen verwendet. Dies ist eine gute Näherung, weil zum einen der Korrekturfaktor ein Verhältnis von Wirkungsquerschnitten ist und zum anderen nach Abb. 2 der K- und L-Schalenbeitrag klein ist. Das zeigt auch der direkte Vergleich zwischen den nach (10) mit tabellierten relativistischen Comptonprofilen (Abb. 31) und den nach (10) mit nichtrelativistischen Doppel-Zeta-Funktionen in (12) berechneten Wirkungsquerschnitten (Abb. 33). Das Resultat der Faktorisierungskorrektur ist in Abb. 31 für Silber zu sehen. In Abb. 34 und Abb. 35 ist das Ergebnis der Zählratenanpassung mit den auf Faktorisierung korrigierten Daten für Lutetium und Gold gezeigt. Die in Abb. 28 gezeigten Daten sind ebenfalls auf Faktorisierung korrigiert. Die Daten werden durch Gleichung (9) wesentlich besser beschrieben. Die Qualität der Lutetiumdaten entspricht nicht den anderen Daten, weil aufgrund von Störimpulsen ein Teil der Daten verworfen werden musste und dadurch die Zusammensetzung der Zählratenspektren erschwert wurde.

Nach Division von $d^2\sigma/dE d\Omega$ und der angepassten Zählraten durch den Faktor $0.5v^{-1}(d\sigma/d\Omega)_R$ erhält man Gesamtcompton-

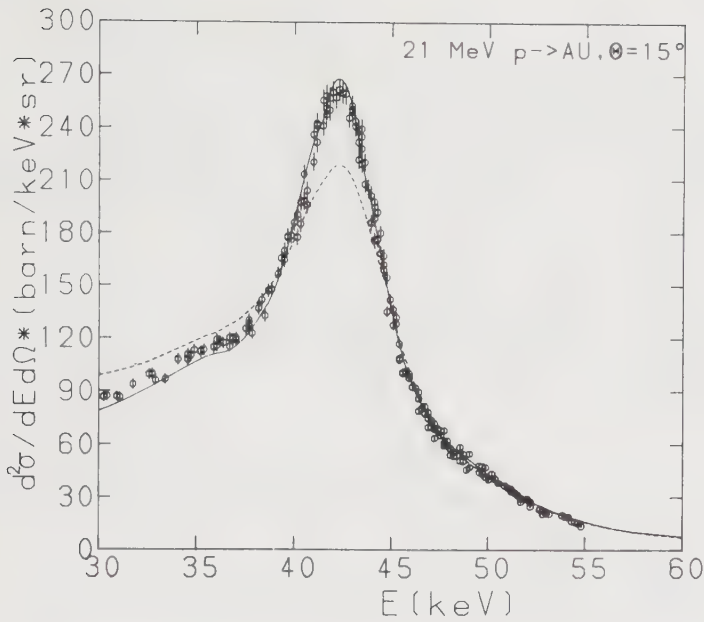


Abb.34: Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt für Gold

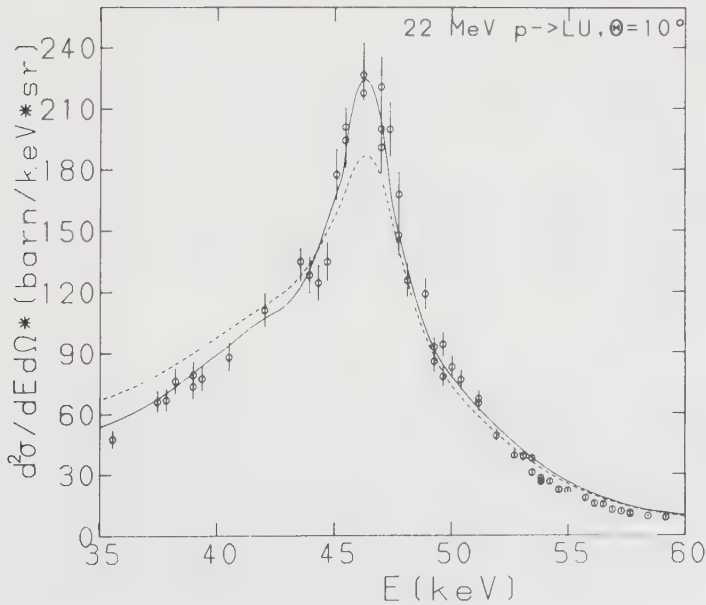


Abb.35: Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt für Lutetium

profile. Die Ergebnisse sind in den Abb.36,38 und 40 zusammengefasst. Aufgrund der unterschiedlichen Verschiebungen der einzelnen Schalenbeiträge (s. Kapitel 2.1) werden bei der Ion-Elektron-Streuung Gesamtcomptonprofile als Funktion der Elektronenenergie angegeben.

Von den Gesamtcomptonprofilen wurden Corebeiträge subtrahiert, die alle Schalen bis auf die in Tabelle 6 angegebenen Restanteile umfassen.

Ag	$4d^{10} 5s^1$
Lu	$5s^2 5p^6 5d^1 6s^2$ bzw. $5d^2 6s^1$
Au	$5d^{10} 6s^1$

Tabelle 6: Beiträge der Valenzcomptonprofile

Die Restbeiträge der Comptonprofile sind in den Abb.37,39 und 41 als Funktion der intrinsischen Impulskomponente p_z dargestellt. Diese Darstellung ist möglich, weil für diese Schalen wegen der Vernachlässigbarkeit der Bindungsenergie E_b die Elektronenenergie E nach Gleichung (3) eindeutig in p_z umgerechnet werden kann. Für Silber und Gold ist die durchgezogene Linie das in dieser Arbeit verwendete theoretische Valenzcomptonprofil. Zum Vergleich ist gestrichelt das Modell eingezeichnet, bei dem auch für das äusserste s-Elektron die atomare Hartree-Fock-Wellenfunktion benutzt wird.

Im Fall von Lutetium werden die Daten mit den von Ref. (12) betrachteten Modellen verglichen (s. Kapitel 2). Die gestrichelte Linie entspricht der rein atomaren, die durchgezogene Linie der $5d^1 6s^2$ - und die punktierte Linie der $5d^2 6s^1$ -Valenzelektronenkonfiguration. In Ref. (12) werden für das Core und die d-Elektronen die atomaren Wellenfunktionen und für die 6s-Elektronen das RFA-Modell verwendet. Die

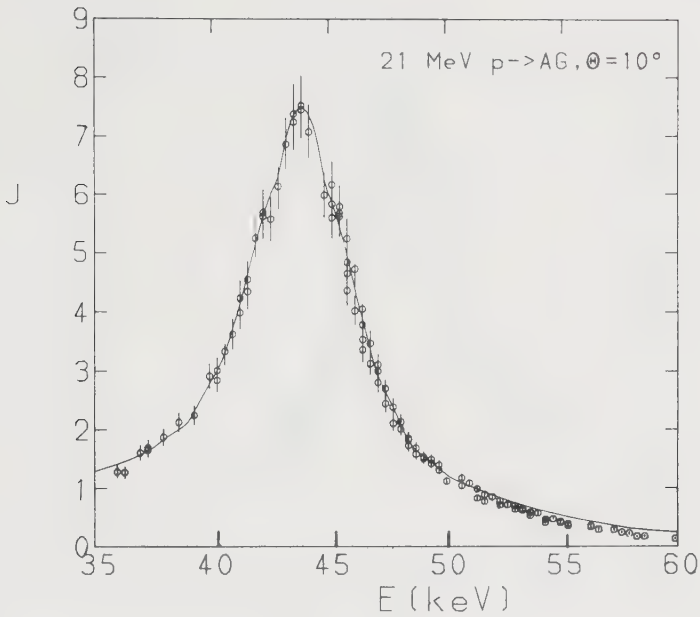


Abb.36: Ionencomptonprofil von Silber

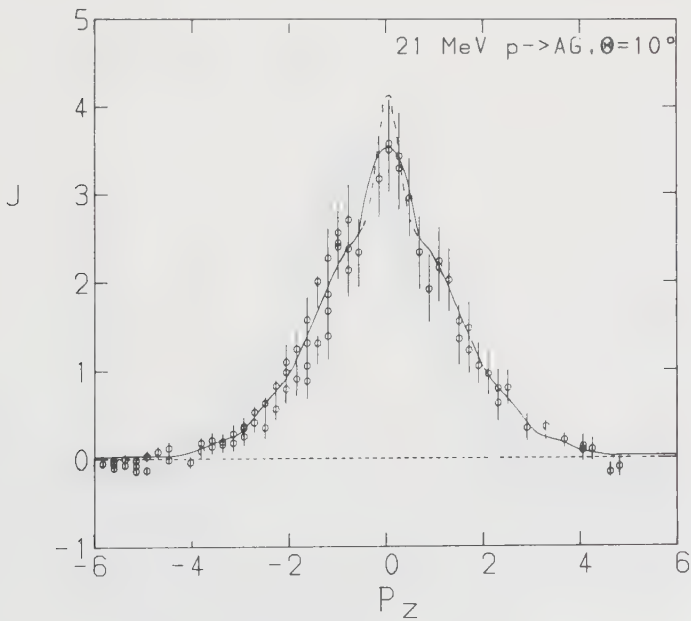


Abb.37: Valenzcomptonprofil von Silber

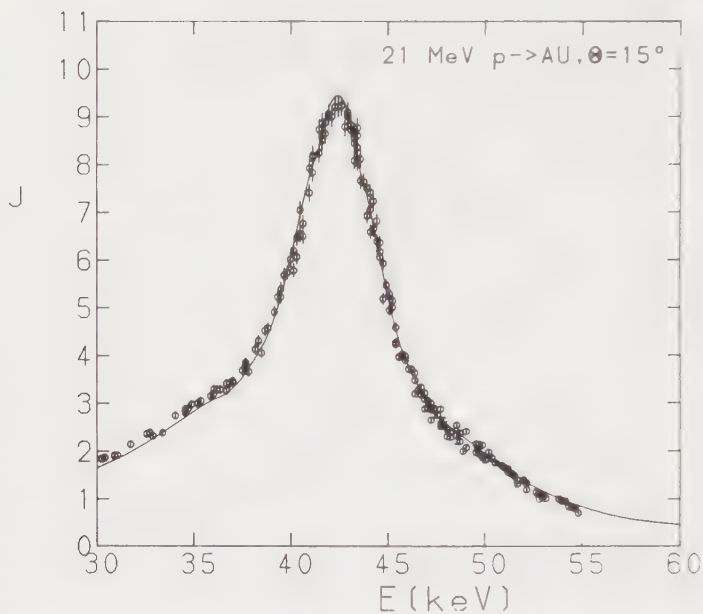


Abb. 38: Ionencomptonprofil von Gold

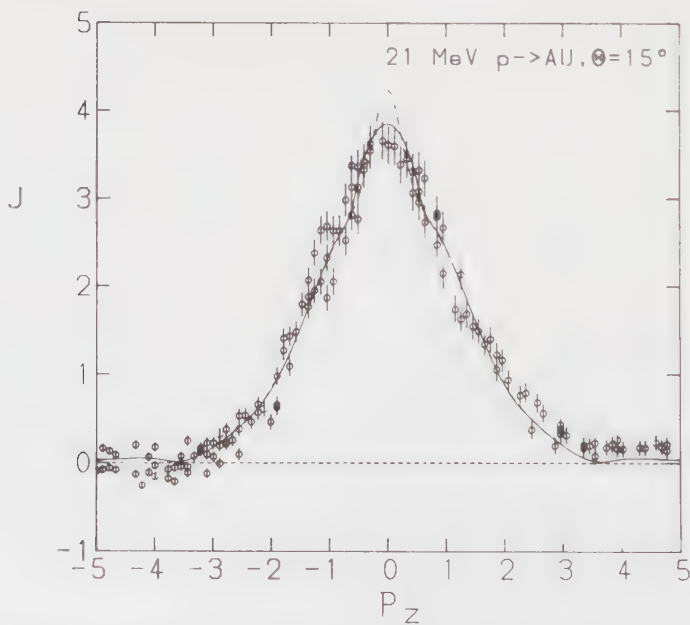


Abb. 39: Valenzcomptonprofil von Gold

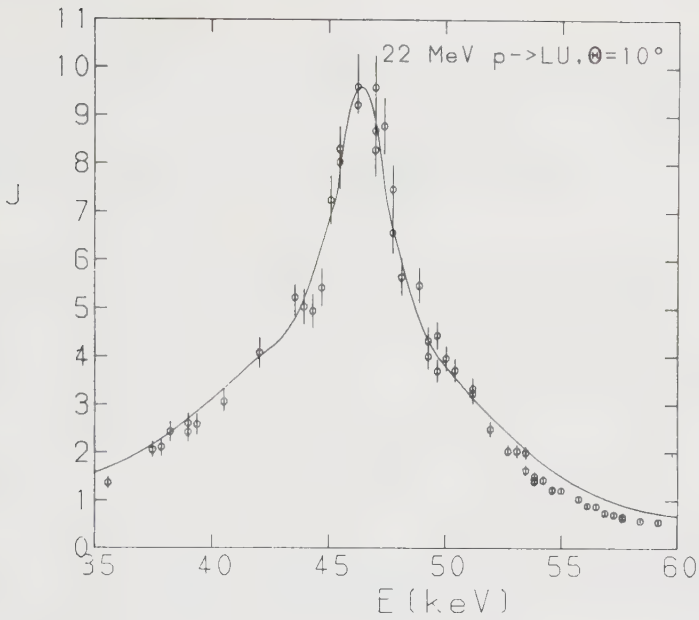


Abb.40: Ionenzomptonprofil von Lutetium

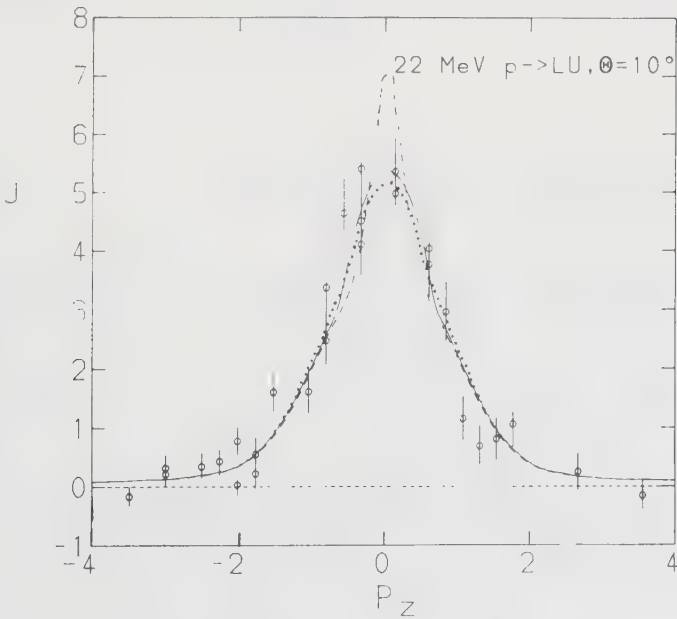


Abb.41: Valenzcomptonprofil von Lutetium

Ergebnisse in Ref.(12) weisen auf eine $5d^1 6s^2$ -Konfiguration hin. Andere Autoren^{(50), (51)} schlagen eine $5d^{1.5} 6s^{1.5}$ -Konfiguration vor. Die Daten der vorliegenden Arbeit sind zu ungenau, um zwischen diesen Modellen unterscheiden zu können.

Die Fluktuation der Messpunkte rührt daher, dass die Detektorstreifen, inklusive der externen Beschaltung nicht alle gleich sind. Insbesondere die Subtraktion des aufgrund der unterschiedlichen Vorverstärkereigenschaften für die einzelnen Detektorstreifen stark schwankenden Rauschbeitrages sowie die Tatsache, dass die vom Fitprogramm ermittelten Escapebeiträge der einzelnen Streifen nicht alle gleich sind, führen zu Fluktuationen der Messpunkte. Die angegebenen Fehler der Messpunkte setzen sich aus 2 Anteilen zusammen: der Genauigkeit, mit der der Elektronenbeitrag aus einem Detektorstreifenspektrum gewonnen werden kann und dem von einem Fitprogramm angegebenen Fehler des Anpassungsparameters bei der Anpassung der korrigierten Zählraten an die theoretischen Wirkungsquerschnitte. Der Fehler des Anpassungsparameters spiegelt die Fluktuation der Messpunkte wider.

5.2 Nichtfreitragendes Aluminiumtarget

Zur Reduzierung der Vielfachstreuung der Elektronen im Target müssen bei der Ion-Elektron-Streuung möglichst dünne Targets verwendet werden (s. Tabelle 3). Dass Comptonprofile auch von Stoffen gemessen werden können, von denen es keine freitragende Targets gibt, konnte am Beispiel von Aluminium gezeigt werden. In diesem Experiment wurden die Elektronenspektren eines Kohlenstoff-, eines freitragenden Aluminium- und eines mit Aluminium bedampften Kohlenstofftargets gemessen, wobei die Aluminium- bzw. die Kohlenstoffdicken jeweils gleich waren.

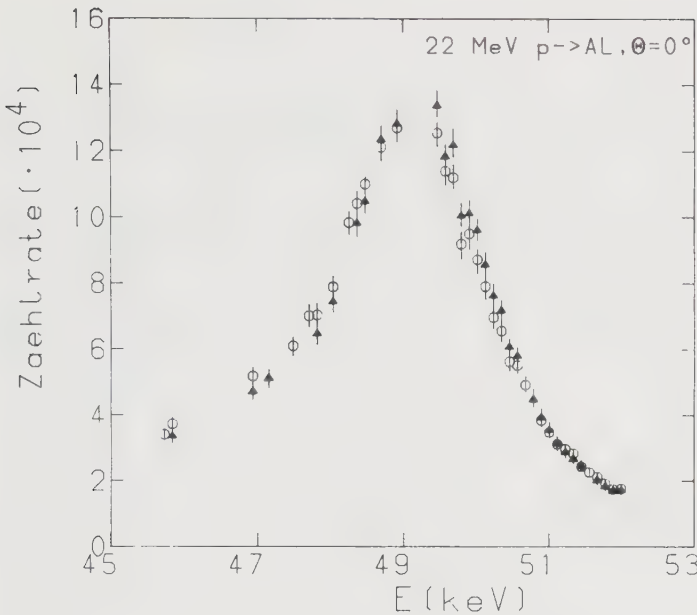


Abb.42:Elektronenzählraten

In Abb.42 sind die Elektronenzählraten des mit Aluminium bedampften Kohlenstofftargets (Kreise) und die Summe der Zählraten der beiden Einzeltargets (Dreiecke) abgetragen. Die Zählraten stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Das Ergebnis dieses Experimentes ist, dass der Zählratenbeitrag von Aluminium des nichtfreitragenden Targets sich durch Subtraktion des in einer Vergleichsmessung ermittelten Zählratenbeitrages von Kohlenstoff erhalten lässt. Für dieses Experiment wurde Aluminium verwendet, weil sein Comptonprofil genau bekannt ist⁽⁵²⁾ und es in entsprechender Dicke als freitragendes Target hergestellt werden kann. Als Träger-target wurde Kohlenstoff gewählt, weil unter dem Elektronenemissionswinkel $\theta = 0$ Grad, bei dem dieses Experiment durchgeführt wurde, die Vielfachstreu Korrektur der Daten für Kohlenstoff vernachlässigbar ist.

5.3 Kupfer-Nickel-Legierung

In diesem Experiment wurde untersucht, ob sich im Rahmen der Genauigkeit der in dieser Arbeit angewandten Messmethode ein Unterschied in den Zählratenspektren der Ruckstosselektronen und damit den Comptonprofilen zwischen einer Kupfer-Nickel-Legierung und dem aus den unvermischten Metallen bestehendem System feststellen lässt. Ein solcher Unterschied wurde bedeuten, dass sich die Impulsdichte der Legierung nicht durch einfaches Addieren der Impulsdichten der Konstituenten ergibt. Das unvermischte Target wurde durch Aufdampfen von Kupfer auf ein Nickeltarget hergestellt; die Targetdicken sind in Tabelle 3 angegeben. Durch 2stündiges Erhitzen dieses Targets bei 650°C wurde die Kupfer-Nickel-Legierung erhalten. Diese Werte wurden experimentell ermittelt und ergeben sich auch in etwa aus den in Ref. (53) angegebenen Diffusionskonstanten. Das Ergebnis dieses Experimentes ist in Abb. 43 zu sehen. Dort ist die prozentuale Differenz zwischen den Zählraten der Legierung (ZR_L) und des unvermischten Targets (ZR_{CN}), bezogen auf die Zählrate des unvermischten Targets, angegeben. Die abgetragene Grösse ist ein Mass für die Abweichungen der Comptonprofile voneinander, weil die Zählraten proportional dem Comptonprofil sind. Die experimentellen Daten lassen keinen Unterschied zwischen den beiden Targets erkennen.

Inzwischen existieren auch für Kupfer-Nickel-Legierungen wesentlich genauere Comptonprofilmessungen mit Hilfe der γ -Comptonstreuung.⁽⁵⁴⁾ In Ref. (54) sind experimentelle Comptonprofile einiger $\text{Cu}_x\text{-Ni}_{1-x}$ -Legierungen für unterschiedliche Kupferkonzentrationen x angegeben. Die Daten werden mit einem Modell verglichen, in dem die Impulsdichten der Corebeiträge der Legierungen durch anteilige Addition der Corebeiträge der Konstituenten, die durch nichtrelativistische atomare Hartree-Fock-Wellenfunktionen⁽²⁷⁾ beschrieben werden, erhalten werden. Die Impulsdichten der Valenzelektronen werden mit Hilfe der Korrinaga-Kohn-

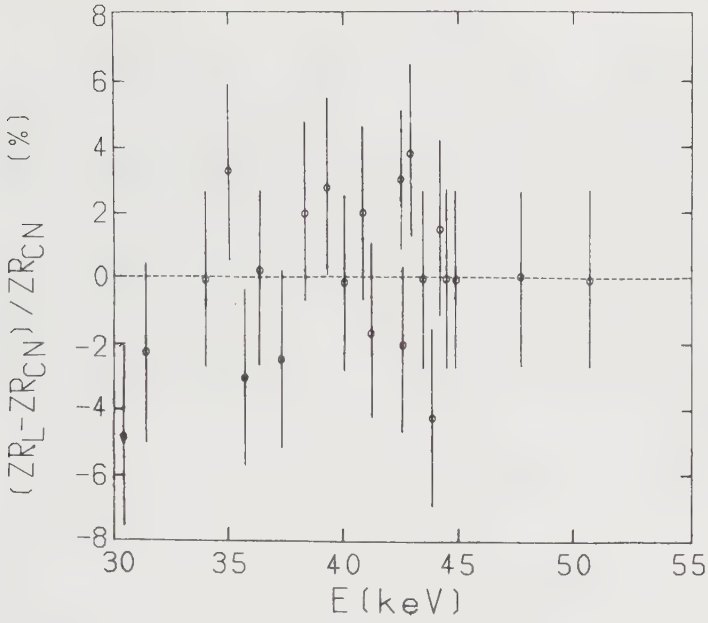


Abb.43: Experimentelles Zählratenverhältnis

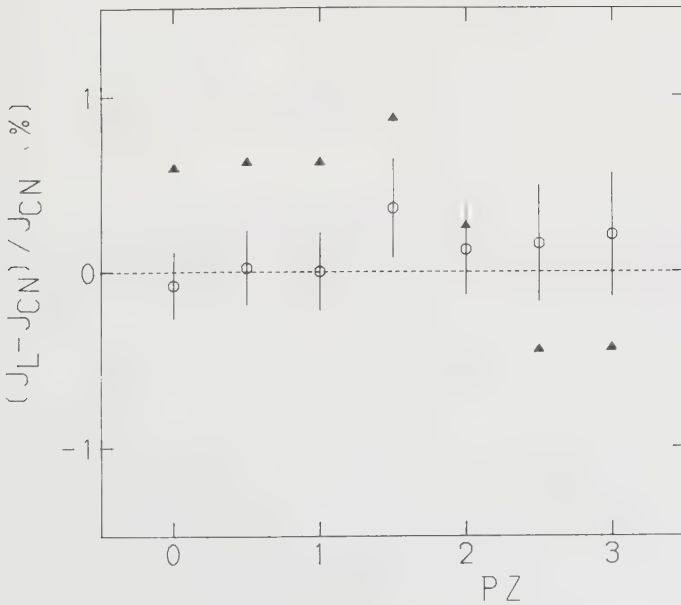


Abb.44: Experimentelle (Kreise) und theoretische (Dreiecke) Ergebnisse von Ref. (54)

Rostoker-Methode (KKR-CPA)⁽⁵⁵⁾ gewonnen, wobei RFA-Potentiale⁽⁵⁶⁾ benutzt werden. Die experimentellen Comptonprofile zeigen für alle Impulskomponenten p_z eine nahezu lineare Abhängigkeit von der Kupferkonzentration x . Die Rechnungen stimmen für $p_z > 2$ mit den Experimenten etwa überein, liefern aber für $p_z < 2$ einen nichtlinearen Zusammenhang. In Abb.44 sind für die in der vorliegenden Arbeit untersuchte Legierung die experimentellen Ergebnisse und die berechneten Werte von Ref.(54) als prozentale Abweichungen angegeben. J_L ist das Comptonprofil der Legierung, J_{CN} ist das Comptonprofil des unvermischten Systems.

6. Diskussion

Es wurden in dieser Arbeit Comptonprofile von Festkörpern hoher Kernladungszahlen mit Hilfe der Proton-Elektron-Streuung aus den experimentellen Daten gewonnen. Aus den an die theoretischen Wirkungsquerschnitte angepassten Zählraten wurden Gesamtcomptonprofile und nach Abzug von auch im Festkörper durch atomare Hartree-Fock-Wellenfunktionen beschreibbaren Coreanteilen Valenzcomptonprofile erstellt. Die Methode, aus den Zählraten durch Anpassung an die Coreanteile der doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte Gesamt- und Valenzcomptonprofile zu extrahieren, besitzt den grossen Vorteil, dass keine Absolutmessungen durchgeführt werden müssen. Die Genauigkeit dieses Verfahrens hängt davon ab, wie genau die Coreanteile subtrahiert werden können. Es wurde festgestellt, dass die sich aus der Bedingung $|\vec{k}| > |\vec{p}|$ ergebende faktorisierte Form der Wirkungsquerschnitte, die der Impulsnäherung äquivalent ist, die experimentellen Daten in den Flanken des binären Stossmaximums nur schlecht beschreibt. Eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wurde erhalten durch Berechnung der Wirkungsquerschnitte in der sich aus der 1. Bornschen Näherung durch Approximation der auslaufenden Elektronen durch ebene Wellen ergebenden Gleichung.

Das ortsempfindliche Detektorsystem hat sich als geeignet für die Messung von Ionencomptonprofilen erwiesen, da durch die simultane Messung eines Energiebereiches der Rückstosselektronen die relative Genauigkeit der Messpunkte zueinander gesteigert wird und keine Absolutmessungen durchgeführt werden müssen. Elektronisch ist das Detektorsystem fast optimiert. Eine Vergrösserung des Signal- zu Rauschverhältnisses bzw. Reduzierung des Rauschens könnte bei der gegebenen Anordnung, d.h. dem Betrieb der Elektronik ausserhalb der Experimentierkammer, nur durch eine simultane Auslese erreicht werden. In diesem Fall wäre jeder Detektorstreifen mit einem Vorverstärker, einem Hauptverstärker, einem

Shapingglied und einem ADC zu bestücken. Dadurch würde sich auch die Messzeit verkürzen, die Komplexität des Systemes allerdings enorm zunehmen. Inzwischen wurde die Datenaufnahme weiter vereinfacht. Sie erfolgt jetzt über ein spezielles Interface mit einem Commodore-Kleinrechner.

Insgesamt sind die Ergebnisse vielversprechend. Es konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, mit Hilfe der Proton-Elektron-Streuung Gesamt- und Valenzcomptonprofile von Festkörpern hoher Kernladungszahlen zu bestimmen. Die derzeitige Messgenauigkeit erlaubt es noch nicht, Festkörpermodelle testen zu können. Zum einen muss der Elektronenanteil durch eine aufwendige Fitprozedur aus den einzelnen Streifenspektren gewonnen werden, wobei insbesondere die Subtraktion des Rauschens störend ist. Zum anderen muss eine Vielfachstreuakorrekture der Daten vorgenommen werden. Die schwer abschätzbaren Fehler, die durch die Fitprozedur und die Korrektur auf Vielfachstreuung entstehen, könnten durch die Messung bei höheren Protonenenergien reduziert werden. Abb. 45 zeigt den Verlauf des Korrekturfaktors im Bereich des binären Stossmaximums für Protonen mit einer Energie von 20 MeV und von 50 MeV für eine 30 nm dicke Goldfolie. Bei 50 MeV ist der Korrekturfaktor bis zu 30% kleiner. Bei dieser Energie liegt das binäre Stossmaximum bei 112 keV. Die Impulshöhen von Elektronen dieser Energie liegen weit ausserhalb des Rauschens. Der Abzug des Strahlungsuntergrundes dürfte unproblematisch sein bzw. erübrigt sich, da alle Detektorstreifen den gleichen Strahlungsuntergrund sehen. In diesem Fall könnten schon Comptonprofile Online erstellt werden. Ausser einer Steigerung der Messgenauigkeit ist insbesondere auch die Verwendung realistischerer Festkörpermodelle notwendig.

Nicht nur bei der Bestimmung von Comptonprofilen von Festkörpern hoher Kernladungszahlen besitzt die Ion-Elektron-Streuung Vorteile gegenüber den herkömmlichen Verfahren der Messung von Comptonprofilen (s. Einleitung). Wegen des Ruther-

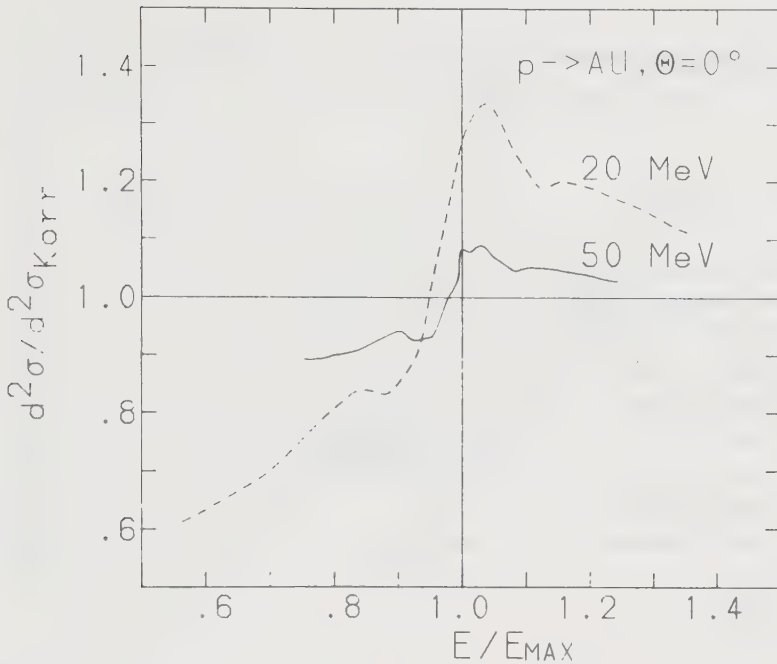


Abb.45: Korrekturfaktor bei 20 und 50 MeV

fordquerschnittes genügen bei der Ion-Elektron-Streuung geringe Probenmengen. Deshalb könnte z.B. auch bei der Bestimmung von Comptonprofilen von Mikroclustern die Ion-Elektron-Streuung von Bedeutung sein. Als Mikrocluster werden Partikel bezeichnet, die aus bis zu einigen hundert Atomen bestehen. Solche Experimente könnten z.B. durchgeführt werden, indem man einen aus Clustern bestehenden Strahl mit einem Ionenstrahl kreuzt oder indem man einen Ionenstrahl auf ein Target richtet, dass aus in Polymeren eingebetteten Clustern besteht.^{(57), (58)} Durch Abzug des Polymerbeitrages analog Kapitel 5.2 könnten Clustercomptonprofile erhalten werden.

Anhang: Doppeltdifferentielle K- und L-Schalen- ionisationswirkungsquerschnitte

Abkürzungen

Z' = Projektilkernladung

Z = Targetkernladung

v = Projektilgeschwindigkeit

E_i = Energie des Anfangszustandes

E_f = Energie des auslaufenden Elektrons

k = Impuls des auslaufenden Elektrons

u = Geschwindigkeit des auslaufenden Elektrons

q = Impulsübertrag

n_i = Besetzungszahl der i -ten Schale

$$q_m = (E_f - E_i) / v$$

$$\eta = Z / k$$

$$Q = q^2 - (k + iZ/2)^2$$

$$Q^* = q^2 - (k - iZ/2)^2$$

$$A = (Z^2 + 4k^2 + 4q^2 - 8qk \cos \theta \cos \phi) / 4$$

$$B = 2qk \sin \theta \sin \phi$$

$$\cos \phi = q_m / q$$

$$\theta = \angle (\vec{v}, \vec{k})$$

$$\phi = \angle (\vec{q}, \vec{v})$$

K-Schale(1s)

$$(46) \quad d^2\sigma/dEd\Omega = n_{1s} 256 Z^2 Z^6 (1 - \exp(-2\pi Z/u))^{-1} v^{-2} \int_{q_m}^{\infty} dq/q \cdot \exp\{(-2Z/u) \operatorname{atan}[2Zu/(q^2 - u^2 + Z^2)]\} \cdot \{[(q+u)^2 + Z^2][(q-u)^2 + Z^2]\}^{-1} (F^2 - G^2)^{-3.5} \cdot (EF^3 + 4EFG^2 - 4DF^2G - DG^3 + 2CF^3 + 3CFG^2)$$

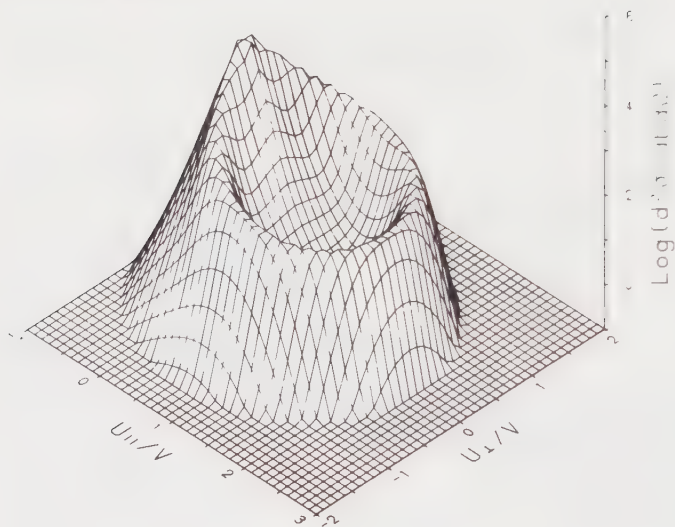
$$\begin{aligned} C &= q^2 - 2q_m u \cos\theta + (Z^2 + u^2) (q_m/q)^2 \cos^2\theta \\ D &= 2(q^2 - q_m^2)^{0.5} \sin\theta (u - (Z^2 + u^2) (q_m \cos\theta q^{-2})) \\ E &= (Z^2 + u^2) (q^2 - q_m^2) q^{-2} \sin^2\theta \\ F &= q^2 - 2q_m u \cos\theta + Z^2 + u^2 \\ G &= 2u(q^2 - q_m^2)^{0.5} \sin\theta \end{aligned}$$

L-Schale(2s)

$$(47) \quad d^2\sigma/dEd\Omega = n_{2s} 4Z^2 Z^6 v^{-2} (1 - e^{-2\pi\eta})^{-1} \int_{q_m}^{\infty} dq/q^3 |Q^{-i\eta}|^2 \cdot \{F_{-2}A(A^2 - B^2)^{-1.5} + F_{-1}(A^2 + B^2/2)(A^2 - B^2)^{-2.5} + F_0A(A^2 + 1.5B^2)(A^2 - B^2)^{-3.5} + F_1(A^4 + 3A^2B^2 + 3B^4/8)(A^2 - B^2)^{-4.5} + F_2A(A^4 + 5A^2B^2 + 15B^4/8)(A^2 - B^2)^{-5.5}\}$$

$$\begin{aligned} F_{-2} &= |(1+i\eta)\{2Q^{-1} + 0.5iZk(2+i\eta)^2Q^{-2}\}|^2 \\ F_{-1} &= 2\operatorname{Re}\{(1+i\eta)^2[2Q^{-1} + 0.5iZk(2+i\eta)^2Q^{-2}][2 - Z^2(2-i\eta)Q^{*-1}]\} \\ F_0 &= |(1-i\eta)[2 - Z^2(2+i\eta)Q^{-1}]|^2 - 2\operatorname{Re}\{(1+i\eta)^2[2Q^{-1} + 0.5iZk(2+i\eta)^2Q^{-2}]0.5Z^2(2+i\eta)\} \\ F_1 &= -2(1+\eta^2)\operatorname{Re}\{[2 - Z^2(2+i\eta)Q^{-1}]0.5Z^2(2+i\eta)\} \\ F_2 &= |(1-i\eta)0.5Z^2(2-i\eta)|^2 \end{aligned}$$

$p \rightarrow \text{He}, v=10$



$p \rightarrow \text{Ne}, v=20$

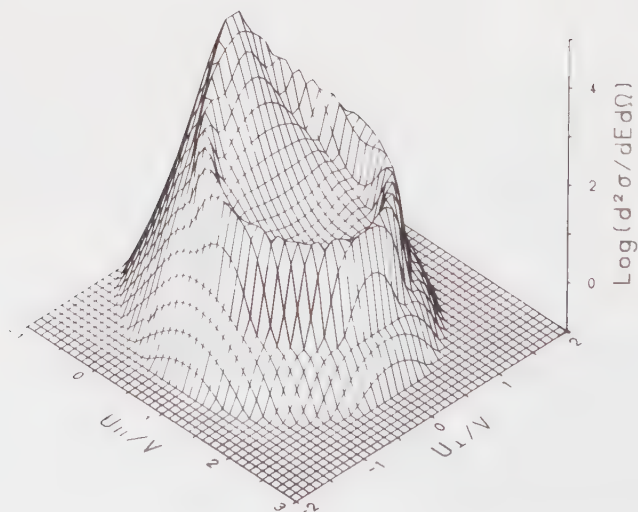


Abb.46: Doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte für die 1s-Schale (oben) und die 2s-Schale (unten)

L-Schale(2p,m=0)

$$\begin{aligned}
 (48) \quad d^2\sigma/dEd\Omega = n_{2p,m=0} 4Z^2 Z^8 v^{-2} (1 - e^{-2\pi\eta})^{-1} \int_{q_m}^{\infty} dq/q^3 |Q^{-i\eta-1}|^2 \\
 \{ G_{0,-2} A(A^2 - B^2)^{-1.5} \\
 + G_{0,-1} (A^2 + B^2/2) (A^2 - B^2)^{-2.5} \\
 + G_{0,0} A(A^2 + 1.5B^2) (A^2 - B^2)^{-3.5} \\
 + G_{0,1} (A^4 + 3A^2B^2 + 3B^4/8) (A^2 - B^2)^{-4.5} \\
 + G_{0,2} A(A^4 + 5A^2B^2 + 15B^4/8) (A^2 - B^2)^{-5.5} \}
 \end{aligned}$$

$$G_{0,-2} = |(1+i\eta)(2+i\eta)Q^{-1}|^2 (q\cos\phi)^2$$

$$G_{0,-1} = -2\operatorname{Re}\{ (1-i\eta)^2 [(2+i\eta)(k\cos\theta - q\cos\phi) - i\eta q\cos\phi] (2-i\eta) \cdot q\cos\phi Q^{*-1} \}$$

$$G_{0,0} = (1+\eta^2) |(2+i\eta)(k\cos\theta - q\cos\phi) - i\eta q\cos\phi|^2 - 2\operatorname{Re}\{ (1-i\eta)^2 (2-i\eta)^2 Q Q^{*-1} q\cos\phi (k\cos\theta - q\cos\phi) \}$$

$$G_{0,1} = 2(1+\eta^2) \operatorname{Re}\{ [(2+i\eta)(k\cos\theta - q\cos\phi) - i\eta q\cos\phi] (2+i\eta) Q^* \cdot (k\cos\theta - q\cos\phi) \}$$

$$G_{0,2} = |(1-i\eta)(2-i\eta)Q|^2 (k\cos\theta - q\cos\phi)^2$$

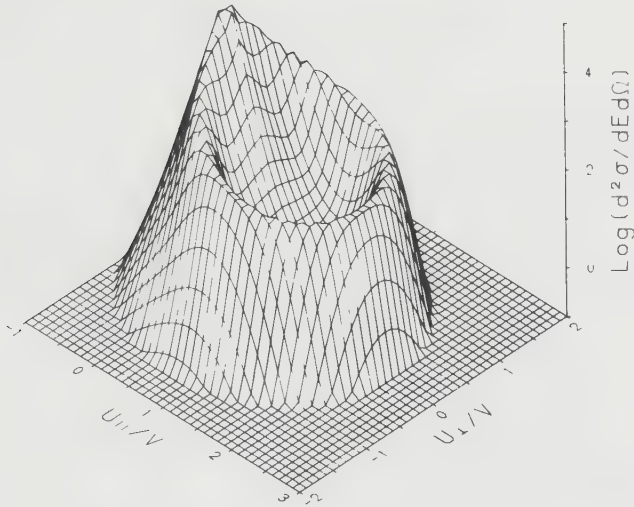
L-Schale(2p,m=1)

$$\begin{aligned}
 (49) \quad d^2\sigma/dE d\Omega = n_{2p,m=1} 2Z^2 Z^8 v^{-2} (1-e^{-2\pi\eta})^{-1} \int_{q_m}^{\infty} dq/q^3 |Q^{-i\eta-1}|^2 \\
 \{ G_{\alpha,-2} A(A^2-B^2)^{-1.5} \\
 + G_{\alpha,-1} (A^2+B^2/2) (A^2-B^2)^{-2.5} \\
 + G_{\alpha,0} A(A^2+1.5B^2) (A^2-B^2)^{-3.5} \\
 + G_{\alpha,1} (A^4+3A^2B^2+3B^4/8) (A^2-B^2)^{-4.5} \\
 + G_{\alpha,2} A(A^4+5A^2B^2+15B^4/8) (A^2-B^2)^{-5.5} \\
 + 0.5\pi^{-1} \text{Re}[G_{\beta,-1} (3\pi^{-1}AB(A^2-B^2)^{-2.5} \\
 - iB^{-1}\{(A-B)^{-2} - (A+B)^{-2}\}) \\
 + G_{\beta,0} (\pi B(4A^2+B^2) (A^2-B^2)^{-3.5} \\
 - 2i(3B)^{-1}\{(A-B)^{-3} - (A+B)^{-3}\}) \\
 + G_{\beta,1} (2\pi AB(2.5A^2+15B^2/8) (A^2-B^2)^{-4.5} \\
 - 0.5iB^{-1}\{(A-B)^{-4} - (A+B)^{-4}\}) \\
 + G_{\beta,2} (6\pi B(A^4+1.5A^2B^2+B^4/8) (A^2-B^2)^{-5.5} \\
 - 2i(5B)^{-1}\{(A-B)^{-5} - (A+B)^{-5}\}) \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 G_{\alpha,-2} &= |(1+i\eta)(2+i\eta)Q^{-1}q\sin\phi|^2 \\
 G_{\alpha,-1} &= 2\text{Re}\{(1-i\eta)^2(2+2i\eta)(q\sin\phi)^2(2-i\eta)Q^{*-1}\} \\
 G_{\alpha,0} &= (1+\eta^2)\{(2+i\eta)k\sin\theta\}^2 + \{(2+2i\eta)q\sin\phi\}^2 \\
 &\quad + 2\text{Re}\{(1-i\eta)^2(2-i\eta)^2QQ^{*-1}(q\sin\phi)^2\} \\
 G_{\alpha,1} &= 2(1+\eta^2)\text{Re}\{(2+i\eta)Q^*[(2+i\eta)(k\sin\theta)^2 + (2+2i\eta)(q\sin\phi)]\} \\
 G_{\alpha,2} &= |(1-i\eta)(2-i\eta)Q|^2 (k^2\sin^2\theta + q^2\sin^2\phi)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 G_{\beta,-2} &= 0 \\
 G_{\beta,-1} &= -2(1-i\eta)^2(4+\eta^2)k\sin\theta q\sin\phi Q^{*-1} \\
 G_{\beta,0} &= -2(1-i\eta)^2(2-i\eta)^2QQ^{*-1}q\sin\phi k\sin\theta - 2(1+\eta^2) \\
 &\quad \cdot \{(2+i\eta)(2-2i\eta)k\sin\theta q\sin\phi\} \\
 G_{\beta,1} &= -2(1+\eta^2)[(2+2i\eta)^2Q^*k\sin\theta q\sin\phi + (2-i\eta)Q(2-2i\eta) \\
 &\quad \cdot q\sin\phi k\sin\theta] \\
 G_{\beta,2} &= -2|(1-i\eta)(2-i\eta)Q|^2 k\sin\theta q\sin\phi
 \end{aligned}$$

$p^- \rightarrow \text{Ne}, v=20$



$p^- \rightarrow \text{Ne}, v=20$

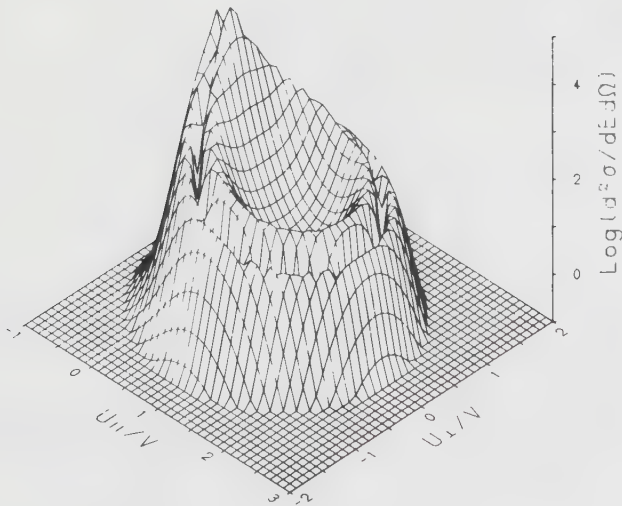


Abb.47: Doppeldifferentielle Wirkungsquerschnitte für die $2p, m=0$ -Schale (oben) und die $2p, m=1$ -Schale (unten)

Literaturverzeichnis

- (1) A.H.Compton, Phys.Rev.21(1923) 207
- (2) J.W.M.DuMond, Phys.Rev.33(1929) 643
- (3) J.B.Furness, I.E.McCarthy, J.Phys.B6(1973) 204
- (4) 'Compton Scattering', ed.B.Williams, McGraw-Hill, New York(1977)
- (5) B.G.Williams, J.M.Thomas, Internat.Rev.Phys.Chem.3(1983) 39
- (6) F.Bell, H.Böckl, M.Z.Wu, H.-D.Betz, J.Phys.B16(1983) 187
- (7) H.Böckl, Doktorarbeit Universität München (1985)
- (8) C.Dal Capello, C.Tavard, A.Lahmann-Bennani, Phys.Rev.A26(1982) 224
- (9) H.Böckl, F.Bell, Phys.Rev.A28(1983) 3207
- (10) H.Böckl, F.Bell, Nucl.Instr.and Meth.B2(1984) 311
- (11) J.R.Schneider, P.Pattison, H.A.Graf,
Nucl.Instr.and Meth.166(1979) 1
- (12) R.Lässer, B.Lengeler, K.A.Gschneidner, P.Palmer,
Phys.Rev.B20(1979) 1390
- (13) J.Kemmer, Nucl.Instr.and Meth.169(1980) 499
- (14) B.Hyams et al, Nucl.Instr.and Meth.205(1983) 99
- (15) J.Kemmer, Phys.Bl.41(1985) Nr.5
- (16) R.Hofmann, R.Klanner, G.Lutz, G.Lütjens, A.Wylie,
Nucl.Instr.and Meth.225(1984) 601
- (17) E.Belau et al, Nucl.Instr.and Meth.217(1983) 224
- (18) P.Eisenberger, P.M.Platzmann, Phys.Rev.A2(1970) 415
- (19) P.Eisenberger, W.A.Reed, Phys.Rev.B9(1974) 3237
- (20) W.C.Phillips, R.J.Weiss, Phys.Rev.171(1968) 790
- (21) D.H.Madison, E.Merzbacher, 'Atomic Inner-Shell-Processes',
vol.1, ed.B.Crasemann, Academic(New York)
- (22) M.R.C.McDowell, J.P.Coleman, 'Introduction to the Theory of Ion-
Atom-Collisions', North-Holland, Amsterdam(1970)
- (23) A.Nordsieck, Phys.Rev.93(1954) 785
- (24) D.H.Jakubassa, M.Kleber, Z.Phys.A273(1975) 29
- (25) D.H.Jakubassa, private Mitteilung, Technische Universität
München(1985)
- (26) W.A.Reed, P.Eisenberger, K.C.Pandey, L.C.Snyder,
Phys.Rev.B10(1974) 1507

- (27) F. Biggs, L. B. Mendelsohn, J. B. Mann, At. Data and Nucl. Data Tables 16(1975) 201
- (28) K. F. Berggren, Phys. Rev. B6(1972) 2156
- (29) K. F. Berggren, S. Manninen, T. Paakkari, Phys. Rev. B8(1973) 2516
- (30) B. Lengeler, R. Lässer, G. Mair, Phys. Rev. B22(1980) 5748
- (31) C. Kittel, 'Einführung in die Festkörperphysik', Oldenburg(1983)
- (32) S. Berko, J. S. Plaskett, Phys. Rev. 112(1958) 1877
- (33) J. B. Mann, At. Data and Nucl. Data Tables 12(1973) 1
- (34) H. Enge, 'Focusing of charged Particles, ed. A. Septier, Academic, New York(1967)
- (35) G. Bertolini, A. Coche, 'Semiconductor Detektors', Elsevier-North Holland, Amsterdam(1968)
- (36) J. L. Blankenship, IREE Trans. NS-7, 2-3(1960) 190
- (37) C. F. Williamsons, J. P. Boujot, J. Picard, CEA-R-3042 (July 1966)
- (38) J. Kemmer, private Mitteilung, Technische Universität München(1985)
- (39) G. F. Knoll, 'Radiation Detection and Measurement', Wiley(1979)
- (40) A. Damkjær, Nucl. Instr. and Meth. 200(1982) 377
- (41) B. L. Chrisman, T. A. Tumolillo, 'Computer Analysis of Mössbauer Spectra', University of Illinois, Tech. Rep. No. 178
- (42) L. Pages, E. Bertel, H. Sklavenitis, At. Data Tables 4(1972) 1
- (43) L. Reimer, 'Transmission Electron Microscopy', Springer Verlag, Berlin(1984)
- (44) G. Molière, Z. Naturf. 3a(1948) 78
- (45) M. E. Riley, C. J. MacCallum, F. Biggs, At. Data and Nucl. Data Tables 15(1975) 443
(erratum) ibid 28(1983) 379
- (46) J. A. Bearden, A. F. Burr, Rev. Mod. Phys. (1967) 128
- (47) F. F. Komarov, M. M. Temkin, J. Phys. B9(1976) L255
- (48) E. Clementi, C. Roetti, At. Data and Nucl. Data Tables 14(1974) 177
- (49) A. D. McLean, R. S. McLean, At. Data and Nucl. Data 26(1981) 197
- (50) K. A. Gschneidner, J. Less-Common Met. 25(1971) 405
- (51) J. C. Duthie, D. G. Pettifor, Phys. Rev. Lett. 38(1977) 564
- (52) P. Pattison, S. Manninen, J. Felsteiner, M. Cooper, Phil. Mag. 30(1974) 973
- (53) J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 5, No. 1 (1976)

- (54) R. Benedek, R. Prasad, S. Manninen, B. K. Sharma, A. Bansil,
P. E. Mijnders, Phys. Rev. B32 (1985) 7650
- (55) A. Bansil, R. S. Rao, P. E. Mijnders, L. Schwartz,
Phys. Rev. B23 (1981) 3608
- (56) A. Bansil, Phys. Rev. B20 (1979) 4035
- (57) J. Eichler, I. V. Hertel, N. Stolterfoht 'Electronic and Atomic
collisions', North-Holland Amsterdam (1984)
- (58) Proceedings of the "International Symposium on Metal Clusters",
Zeitschr. f. Phys. D3 (1986) 2/3

Diese Arbeit wäre ohne das Mitwirken Vieler nicht möglich gewesen. Mein Dank gilt den Mitarbeitern des Beschleunigerlaboratoriums, der Elektronikwerkstatt des IPP, den Werkstätten, dem Photo- und dem Targetlabor der Sektion Physik in Garching. Insbesondere möchte ich hiermit den Herren W. Schuhmann für die Hilfe bei den Konstruktionen, Dipl. Phys. R. Lutter für seine unermüdliche und aufopfernde Hilfsbereitschaft bei der Lösung von Rechnerproblemen, P. Weissbach und W. Pimpl vom MPI für Physik und Astrophysik für viele Ratschläge und die zur Verfügung gestellten Vorverstärker, P. Solč für das Bonden der Streifendetektoren, Dr. S. Hegewisch für die Entwicklung des Analog-Multiplexers, Dr. J. Kemmer für die Überlassung der Streifendetektoren und den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Atomphysik der Sektion Physik in Garching, Prof. Dr. H. -D. Betz, Dr. H. Böckl, Dipl. Phys. R. Schramm und Dipl. Phys. W. Oswald danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. F. Bell für die kontinuierliche Förderung und das stete Interesse am Fortgang der Arbeit.

Lebenslauf

Geboren am 23.08.1955 in Weinbach

Schulzeit	1961-1965	Volksschule Weinbach
	1966-1975	Gymnasium Philippinum Weilburg
Wehrdienst	1983	in Roth
Studium	1975-1981	Physik mit Abschluss Diplom an der Universität Heidelberg
Beruf	seit 1982	Wissenschaftl.Mitarbeiter der Sektion Physik in Garching(Promotion)

